THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE
PARIS 6

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean-Michel LAFFAILLE

ETUDE DES REACTIONS INCLUSIVES DANS LES INTERACTIONS K^-p A 70 GeV/c

Soutenue le 26 octobre 1981, devant le Jury composé de

MM.	A. ASTIER	Président
	R. BARLOUTAUD	Examinateurs
	A. CAPELLA	
	P. FALK-VAIRANT	
	L. VALENTIN	

UNIV.
LEIDEN

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE
PARIS 6

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean-Michel LAFFAILLE

ETUDE DES REACTIONS INCLUSIVES DANS LES INTERACTIONS K^-p A 70 GeV/c

Soutenue le 26 octobre 1981, devant le Jury composé de

MM.	A. ASTIER	Président
	R. BARLOUTAUD	
	A. CAPELLA	Examinateurs
	P. FALK-VAIRANT	
	L. VALENTIN	

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547316_0033

- INTRODUCTION -

Cette expérience a pour sujet l'étude des interactions K-p à 70 GeV/c dans la grande chambre à bulles BEBC du CERN. L'intérêt de ce type de collisions, à des énergies de plus en plus élevées, est principalement la recherche systématique de phénomènes caractéristiques permettant de détailler toujours davantage notre connaissance de la dynamique de l'interaction forte. La technique des chambres à bulles (avec sa très bonne efficacité de détection, spécialement pour les grandes chambres comme BEBC) est particulièrement adaptée à l'étude inclusive de la production de particules. Toutefois, bien que l'énergie de 70 GeV soit à l'heure actuelle l'une des plus hautes pour les interactions K-p, la majeure partie des événements étudiés est caractérisée par des impulsions transverses limitées ($P_T \lesssim 500$ MeV/c, alors que l'espace de phase s'étend normalement jusqu'à près de 6 GeV/c). Cet effet bien connu de limitation des impulsions transverses est à l'origine d'une certaine diminution d'intérêt, plutôt en faveur des interactions e+ e- (ou des interactions hadroniques à grand P_T) qui permettent de tester plus directement les théories actuellement en pleine expansion (théories de jauge, Weinberg-Salam, QCD). Cette "nouvelle physique" tend à abandonner les chambres à bulles au profit de systèmes de compteurs (parfois gigantesques), qui permettent d'étudier des canaux très spécifiques en acceptant de perdre la généralité au profit de la sensibilité statistique. Mais nous allons voir que les expériences de chambre à bulles permettent tout de même, dans la gamme d'énergie qui nous concerne, de tester certains aspects en vogue des modèles de quarks ; et plus particulièrement dans le cas des interactions K-p à cause de la dissymétrie méson-baryon d'une part, et de la signature du quark étrange d'autre part.

Cette thèse peut être divisée en trois parties. Dans la première (chapitre I) nous aborderons les problèmes expérimentaux dans leur ensemble, et plus particulièrement du point de vue technique. Dans la deuxième partie, nous nous intéresserons de façon générale à l'étude des réactions inclusives, d'abord du point de vue des sections efficaces de production des diverses particules (chapitre II), puis du point de vue des distributions des sections efficaces différentielles (chapitre III). Enfin, dans la troisième partie (chapitres IV et V), nous étudierons plus en détail les possibilités d'interprétations de certains aspects particuliers, et spécialement celles qui sont en relation avec les modèles de quarks.

- CHAPITRE I -

METHODES EXPERIMENTALES

Ce chapitre a pour but d'indiquer les conditions générales dans lesquelles s'est déroulée l'expérience, depuis sa proposition jusqu'à l'analyse des résultats. Nous y donnons également un aperçu des méthodes d'analyse des clichés de la chambre à bulles ; ainsi seront successivement traités l'examen des photos, les systèmes de mesure, les programmes de reconstruction des événements et enfin le dépouillement des résultats obtenus comprenant en particulier le choix des hypothèses cinématiques.

I.1 PRESENTATION DE L'EXPERIENCE

Avant de présenter l'expérience proprement dite, je crois qu'il est bon de la resituer rapidement dans le contexte des expériences dites "de haute énergie" et ceci d'autant plus que cette dénomination a très largement évolué avec le temps.

En 1966 [1.1], trois laboratoires européens de physique des particules élémentaires (le "Rutherford High Energy Laboratory", le LPNHE de l'Ecole Polytechnique et le DPhPE du CEN-Saclay) décidèrent d'unir leurs efforts en vue d'une étude exhaustive approfondie à haute statistique des interactions K-p à la plus haute énergie possible. Le choix du détecteur était alors immédiat car la chambre à bulles, avec son angle solide de détection de 4π et son efficacité de 100% pour les traces chargées, était un outil idéal pour une telle expérience. A l'époque, une fois dépassé le seuil des 2 ou 3 GeV, les informations concernant les réactions K-p étaient

fort rares et incomplètes. Ainsi l'impulsion de 14,3 GeV/c correspondait à la plus haute énergie possible pour un faisceau de K- complètement séparé (obtenu à partir des protons délivrés par le synchrotron du CERN (PS)), et le détecteur était la chambre à bulles de 2 mètres du CERN, remplie d'hydrogène.

Depuis, un bon nombre de résultats ont été obtenus dans la région d'énergie "moyenne" correspondant à la gamme d'impulsion entre 6 et 32 GeV/c (plusieurs expériences ayant même dépassé le seuil des 10 événements par microbarn), si bien que l'impulsion de 14 GeV/c qui était considérée en 1966 comme faisant partie des "hautes" énergies tend de plus en plus à être classée parmi les "basses" énergies (par opposition aux expériences des anneaux de collision ISR qui correspondraient, pour des interactions sur cible fixe, à des impulsions incidentes plutôt de l'ordre de 1000 GeV/c). Il était donc naturel, avec l'apparition d'accélérateurs plus puissants, de s'attendre à voir des physiciens refaire le même type d'expérience à plus haute impulsion.

C'est ainsi qu'en 1975 [1.2], trois laboratoires européens de physique des particules élémentaires, le "Rutherford High Energy Laboratory", le "Dept. of Natural Philosophy" de l'Université de Glasgow et le DPhPE du CEN-Saclay, ont proposé une expérience ayant pour but l'étude des interactions K-p à 45 et 65 GeV/c. Ces énergies correspondaient aux conditions optimales de séparation par radiofréquence d'un faisceau de K- obtenu à partir des protons délivrés par le super-synchrotron à protons (S.P.S.) du CERN, et le détecteur était la grande chambre à bulles européenne BEBC, remplie d'hydrogène. Le CERN fournissant le faisceau séparé S3 jusqu'à une impulsion de 75 GeV/c, avec une séparation optimale à 45,4 et 64,3 GeV/c [1.3], les énergies choisies étaient les plus hautes énergies disponibles pour un faisceau de K- complètement séparé. Par ailleurs, la proposition initiale correspondait à une étude à haute statistique puisqu'il était demandé 200 000 clichés à chaque énergie, ce qui (compte tenu

de la grande taille de la chambre à bulles BEBC pouvant accepter jusqu'à dix traces incidentes par cliché [1.4]) permettait d'atteindre environ 11 événements par microbarn à chaque énergie. Enfin, pour permettre de mieux reconnaitre les particules provenant des interactions, la proposition d'expérience prévoyait l'utilisation d'un système EPI rendant possible l'identification des traces rapides par une étude détaillée de l'ionisation [1.5].

La situation a quelque peu changé par la suite, d'abord dans la collaboration à laquelle s'est ajouté le Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Energies de l'Université Pierre et Marie Curie de Paris, ensuite dans la proposition d'expérience qui s'est vue concentrée sur une demande d'environ 250 000 clichés pour une impulsion de 70 GeV/c. La situation a encore évolué pendant la phase de réalisation de l'expérience. Le projet d'utilisation de l'EPI a d'abord été abandonné, et la présence de l'appareillage des diverses expériences en cours a imposé une limitation à environ trois traces par cliché. Enfin, le retard pris par rapport aux prévisions et la difficulté d'obtenir le nombre de clichés demandé dans un délai raisonnable ont d'abord imposé une limitation à environ 50 000 clichés, puis ont provoqué l'abandon de l'expérience par le laboratoire de Glasgow. Compte tenu de ces restrictions la prise des photographies, qui a eu lieu au mois de novembre 1977, correspond à une statistique de l'ordre de un événement par microbarn. Ceci est bien peu en comparaison de la proposition initiale, c'est pourquoi la section suivante est consacrée à un exposé rapide des principales difficultés qui ont été évoquées dans ce paragraphe (bien que ne faisant pas directement partie de l'expérience proprement dite, ces problèmes font partie intégrante du contexte dans lequel celle-ci s'est déroulée et méritent donc à ce titre d'être exposés).

I.2 QUELQUES PROBLEMES TECHNIQUES

Les problèmes techniques qui ont été rencontrés durant la phase de préparation de cette expérience ont été en grande partie dus à la très importante priorité que le CERN a attribué aux expériences d'interactions de neutrinos. Ainsi, la chambre à bulles BEBC devait être utilisée par l'expérience WA21 étudiant les interactions de ν et $\bar{\nu}$ à haute énergie [1.6]. Dès lors, le seul espoir pour notre expérience d'obtenir des clichés dans des délais décents résidait dans l'utilisation d'un système de double détente permettant, à chaque cycle de l'accélérateur, de prendre à la fois des photographies d'interactions de neutrinos et d'interactions de K-. Ce système de double détente avait déja été utilisé avec la chambre à bulles BEBC remplie de néon, mais dans le cas de l'hydrogène, les panneaux mobiles qui recouvrent le fond de BEBC ont dû être modifiés. Il s'est en effet avéré au cours des essais que l'inertie de ces panneaux créait dans l'hydrogène des turbulences qui rendaient impossible le refroidissement homogène du contenu de la chambre à bulles. Les clichés devenaient alors inutilisables par suite des importantes distortions optiques causées par ces instabilités. Ainsi les prises de données prévues d'abord au mois de juin 1977 ont été reportées jusqu'en novembre car il a fallu refaire d'autres panneaux et arrêter le fonctionnement de la chambre à bulles pour effectuer l'échange.

La limitation du temps d'utilisation imparti aux expériences hadroniques a provoqué également une autre contrainte : la préparation simultanée des trois expériences hadroniques acceptées par le CERN (K-p à 70 GeV/c, K+p à 70 GeV/c [1.7] et K-p à 110 GeV/c [1.8]). Cette préparation simultanée a eu certes des avantages, mais aussi un inconvénient non négligeable : le faisceau S3 n'étant complètement séparé que jusqu'à 70 GeV/c, l'expérience à 110 GeV/c devait utiliser un système de compteurs cerenkov à seuil [1.9] pour éliminer les π- et les $\bar{p}$ contaminant les K- du faisceau.

Or ces compteurs cerenkov, trop volumineux et trop délicats pour être déplacés une fois installés, limitaient l'étalement en largeur du faisceau à 20 cm maximum (la largeur de la fenêtre d'entrée de BEBC est de l'ordre de 150 cm). Le rayon de BEBC étant de 180 cm et l'intensité du champ magnétique étant d'environ 3,5 Teslas, on calcule facilement que les particules de moins de 900 MeV/c d'impulsion sont "trappées" et tournent dans la chambre à bulles jusqu'à ce qu'elles se désintègrent ou jusqu'à ce qu'elles aient perdu toute leur énergie cinétique par ionisation ou par interaction dans l'hydrogène. A notre énergie où les particules de moins de 900 MeV/c d'impulsion sont assez nombreuses, cet effet rend rapidement inutilisables les clichés qui présentent plusieurs événements insuffisamment séparés. Il n'était donc ainsi pas possible d'utiliser plus de trois traces incidentes par cliché en moyenne ce qui réduisait donc nettement le nombre moyen d'interactions par cliché. La solution qui a été adoptée consistait à rajouter un aimant quadrupolaire entre les compteurs et la chambre à bulles, de façon à augmenter l'étalement du faisceau. Ceci permettait d'obtenir une largeur d'environ 45 cm autorisant une moyenne de 4 à 5 traces incidentes par cliché dans des conditions acceptables. Cette solution n'était toutefois qu'un pis-aller, d'abord parce que la largeur du faisceau ainsi obtenue restait limitée, ensuite parce que, l'aimant quadrupolaire ajouté étant situé juste avant BEBC, la dispersion angulaire des traces incidentes dans la chambre à bulles devenait importante. Cette dispersion imposait une mesure précise des traces incidentes pour contrôler leur impulsion (de façon à ne pas confondre les traces déviées par l'aimant quadrupolaire et les traces ayant interagi dans les divers appareillages situés devant BEBC) et interdisait donc l'utilisation des interactions proches de la fenêtre d'entrée de BEBC. Ceci conduisait donc à nouveau à une limitation de la statistique.

La dernière des contraintes qui seront évoquées dans cette section s'applique à l'utilisation de l'EPI qui était prévue dans la proposition initiale. La difficulté venait du détecteur externe de muons EMI [1.10] utilisé par l'expérience WA17 étudiant les événements à deux muons et recherchant des particules nouvelles produites lors d'interactions de neutrinos dans un bloc d'émulsion associé à BEBC [1.11]. L'amélioration des conditions de détection par l'EMI ayant imposé d'ajouter cinq tonnes de plomb juste derrière BEBC, la durée de l'arrêt de la chambre à bulles nécessaire pour enlever le plomb a rendu incompatibles EMI et EPI. L'impossibilité pour notre expérience d'obtenir des clichés dans des délais raisonnables autrement qu'en s'accommodant avec l'expérience WA17 a donc interdit l'utilisation de l'EPI dans l'étude des interactions K-p à 70 GeV/c (il faut noter toutefois qu'à cause de la limitation en acceptance, une faible partie seulement des traces aurait pu être identifiée, ce qui restreint un peu la portée de cette contrainte).

En fin de compte, l'ensemble de ces problèmes a eu pour conséquence une restriction importante de cette expérience, ainsi qu'un retard notable par rapport aux prévisions initiales concernant sa réalisation. Ce retard a été la cause principale de l'abandon de la collaboration par le laboratoire de Glasgow qui devait participer à plusieurs autres expériences démarrant pendant cette période. Finalement, tenant compte également du peu d'espoir d'obtenir d'autres clichés dans des délais raisonnables, notre collaboration a decidé au début de juin 1978 (soit trois ans après la proposition initiale de l'expérience) de se limiter au lot de 50 000 clichés obtenus en novembre 1977. Ce lot correspond à environ 17 700 événements utilisables pour la physique. Compte tenu de la section efficace totale de 20,38 mb [1.12] mesurée par des expériences de compteurs, nous disposons donc d'une statistique de 870 événements par millibarn. L'exposé des méthodes d'exploitation de ces clichés est l'objet de la section suivante.

I.3 EXPLOITATION DES CLICHES

Les 50 000 clichés obtenus étaient répartis en 68 films d'environ 1500 clichés (comportant à peu près la moitié de clichés de K- intercalés avec des clichés de neutrinos) et dont 7 ont été exploités au laboratoire de l'Université de Paris, 27 à Rutherford et 30 à Saclay. Les quelques films restant n'ont pas pu être exploités principalement à cause de distorsions optiques des clichés jugées trop importantes (ceci est relié aux problèmes de turbulences évoqués dans la section précédente). Les méthodes utilisées pour extraire les données expérimentales, bien que souvent légèrement différentes d'un laboratoire à l'autre, ont toujours été très similaires. Les résultats finals des trois laboratoires ayant par ailleurs toujours été comparés et trouvés compatibles, les détails expérimentaux exposés dans ce qui suit correspondent (sauf indication contraire) aux méthodes en usage à Saclay.

I.3.1 Examen des clichés

Les motivations initiales de cette expérience étaient d'une part l'étude des processus responsables de l'interaction K-p, et d'autre part l'étude de la dépendance en énergie de ces processus par comparaison avec les résultats des expériences à plus faible impulsion. Tous les types d'interactions devaient donc être recherchés, au moins sur un lot partiel de clichés, quitte à n'étudier sur le lot total que les types d'interactions plus rares nécessitant plus de statistique. Le nombre de photographies s'étant trouvé finalement limité, tous les types d'interactions ont en fait été recherchés sur le lot total.

Les clichés ont été examinés par un personnel entrainé spécialement dans ce genre d'expérience et les interactions observées ont été notées ainsi que leurs principales caractéristiques. Tous les événements n'ont toutefois pas été

retenus car il a été défini un certain nombre de critères généraux ayant pour but d'éliminer dès le départ les événements inutilisables pour la physique. Ces consignes, que nous allons rapidement passer en revue, ont toujours été interprétées au sens le plus large pour ne pas risquer d'éliminer de bons événements (des critères plus restrictifs ont été adoptés après la mesure des événements).

Mis à part bien entendu les clichés rejetés pour mauvaise qualité optique (trop pâle, floue...), on rejette aussi les clichés comportant plus de dix traces incidentes à l'entrée du volume fiduciel sélectionné pour les événements primaires (voir plus loin la définition précise de ce volume appelé INVOL). Cette coupure a pour but d'éliminer les clichés trop confus, d'une façon qui ne risque pas de faire de biais sur un type d'événement particulier. On rejette également dans le même esprit les clichés comportant une ou plusieurs interactions dans la fenêtre de la chambre à bulles (ou très près de celle-ci), et tels que le nombre de traces de ces interactions est supérieur à 15 au niveau de l'entrée du volume INVOL. On rejette enfin, toujours pour la même raison, les clichés comportant plus de deux interactions primaires à l'intérieur du volume INVOL.

Pour chaque table de projection utilisée, il est dessiné dès les premiers clichés un gabarit utilisant quelques traces incidentes sûres. Est ensuite reconnue comme bonne trace incidente toute trace qui entre par la fenêtre de BEBC et suit l'une des traces de ce gabarit. Cette coupure permet de réduire la contamination en événements correspondant à des K- ayant interagi avant d'arriver à l'intérieur de la chambre à bulles. Le système du gabarit est relativement peu pratique mais nécessaire, d'abord parce que la courbure des traces est modifiée par les

objectifs à grand angle des caméras de BEBC, ensuite à cause de la corrélation entre l'angle et la position des trajectoires introduite par le dernier aimant quadrupolaire dont il a été question dans la section précédente.

Les événements primaires (par opposition aux réinteractions possibles des particules issues d'une première interaction) ne sont retenus que si leur apex principal (lieu de l'interaction) est situé dans un volume fiduciel appelé INVOL et long de 230 cm (fig. I.1). Ce volume est choisi de telle façon que les traces incidentes mesurent au moins 55 cm et les traces secondaires 75 cm, ces conditions ayant été jugées nécessaires pour déterminer les impulsions des particules avec un minimum de précision. Les distorsions optiques dues aux objectifs des caméras de BEBC rendant impossible la visualisation exacte de ce volume sur les tables de projection, on a en fait utilisé comme limites intermédiaires des repères existant sur les panneaux mobiles situés au fond de BEBC. Ces repères déterminant un volume légèrement plus grand, la sélection exacte a ensuite été faite automatiquement sur ordinateur.

Les désintégrations des particules étranges neutres (notées V°) et les conversions des gammas (notés γ) issus des interactions ne peuvent pas toujours être associées à coup sûr à un événement primaire (encore à cause des distorsions optiques dues aux objectifs des caméras). Ces V° et γ sont donc recherchés en tant qu'événements indépendants dans tous les clichés comportant une ou deux interactions primaires. Un deuxième volume fiduciel, appelé INLITE et encadrant complètement le volume INVOL, est alors défini. Ne sont ensuite pris en compte que les V° et les γ qui sont situés à l'intérieur de ce volume INLITE

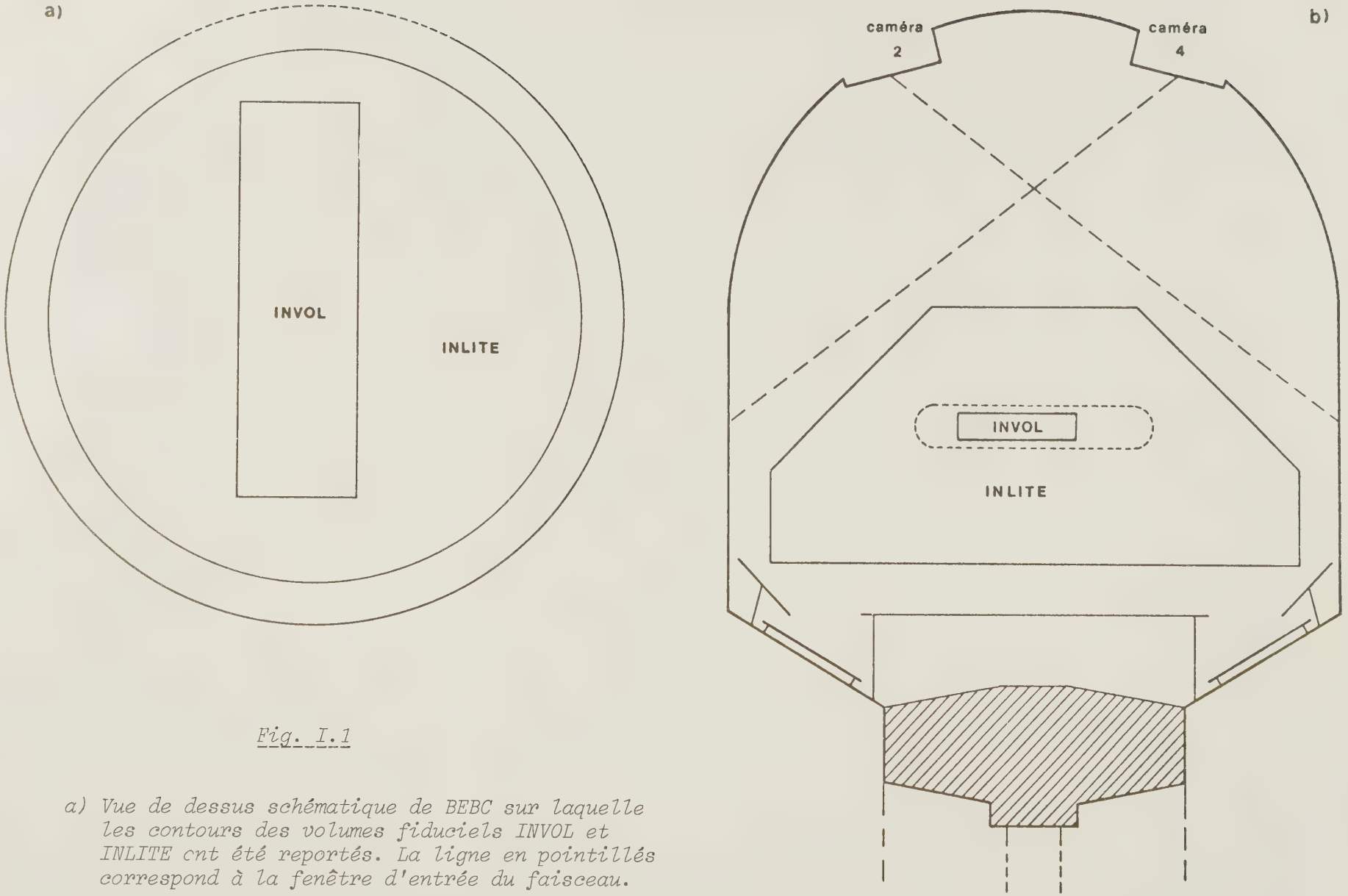


Fig. I.1

a) *Vue de dessus schématique de BEBC sur laquelle les contours des volumes fiduciels INVOL et INLITE cnt été reportés. La ligne en pointillés correspond à la fenêtre d'entrée du faisceau.*

b) *Vue en coupe de BEBC, face à la fenêtre d'entrée (indiquée en pointillés). Les contours des volumes INVOL et INLITE ont été reportés en traits pleins. Les lignes de tirets indiquent les limites du champ de visibilité pour les caméras 2 et 4 ; au dessus de ces limites, les traces ne sont plus visibles nettement que sur deux vues et sont très distordues par les objectifs à grand angle.*

dont la forme (définie d'après la forme de BEBC, la position des caméras et les distorsions dues aux objectifs de celles-ci) est grossièrement celle d'un cylindre de 3 m de diamètre, surmonté d'un tronc de cône (fig. I.1). Cette coupure est choisie de telle façon que les traces des V° et des γ puissent toujours être mesurées sur une longueur supérieure à 25 cm, et qu'il soit ainsi possible de déterminer les impulsions correspondantes avec une précision suffisante. La visualisation exacte de ce volume sur les tables de projection étant impossible, cette sélection a en réalité été effectuée automatiquement sur ordinateur après l'examen des clichés.

- De façon à ne pas rater des V° ou des γ réellement associés aux événements primaires d'un cliché, sans toutefois retenir un trop grand nombre de ceux qui proviennent d'autres interactions (ayant eu lieu par exemple dans la fenêtre d'entrée de BEBC), on a étudié quantitativement les distorsions optiques des trajectoires apparentes de ces V° et γ. Il a alors été calculé, puis vérifié par la mesure et l'ajustement cinématique d'environ 160 V° et γ, que tous ceux qui sont bien associés pointent sur l'événement primaire correspondant avec une approximation angulaire apparente qui ne dépasse pas 60 mrd (fig. I.2). Les V° ou les γ dont la direction approximative dépasse cette limite sur au moins l'une des vues sont donc rejetés.

- Les désintégrations des particules étranges chargées (notées V±) ont, à notre énergie, assez peu de chances d'être détectées. Les cassures correspondantes sur les traces secondaires des événements considérés sont en effet généralement peu marquées. Ces V± ne sont donc pas recherchés pour être mesurés, comme les V°, en tant qu'événements indépendants, mais uniquement pour être notés comme commentaires associés à un événement primaire.

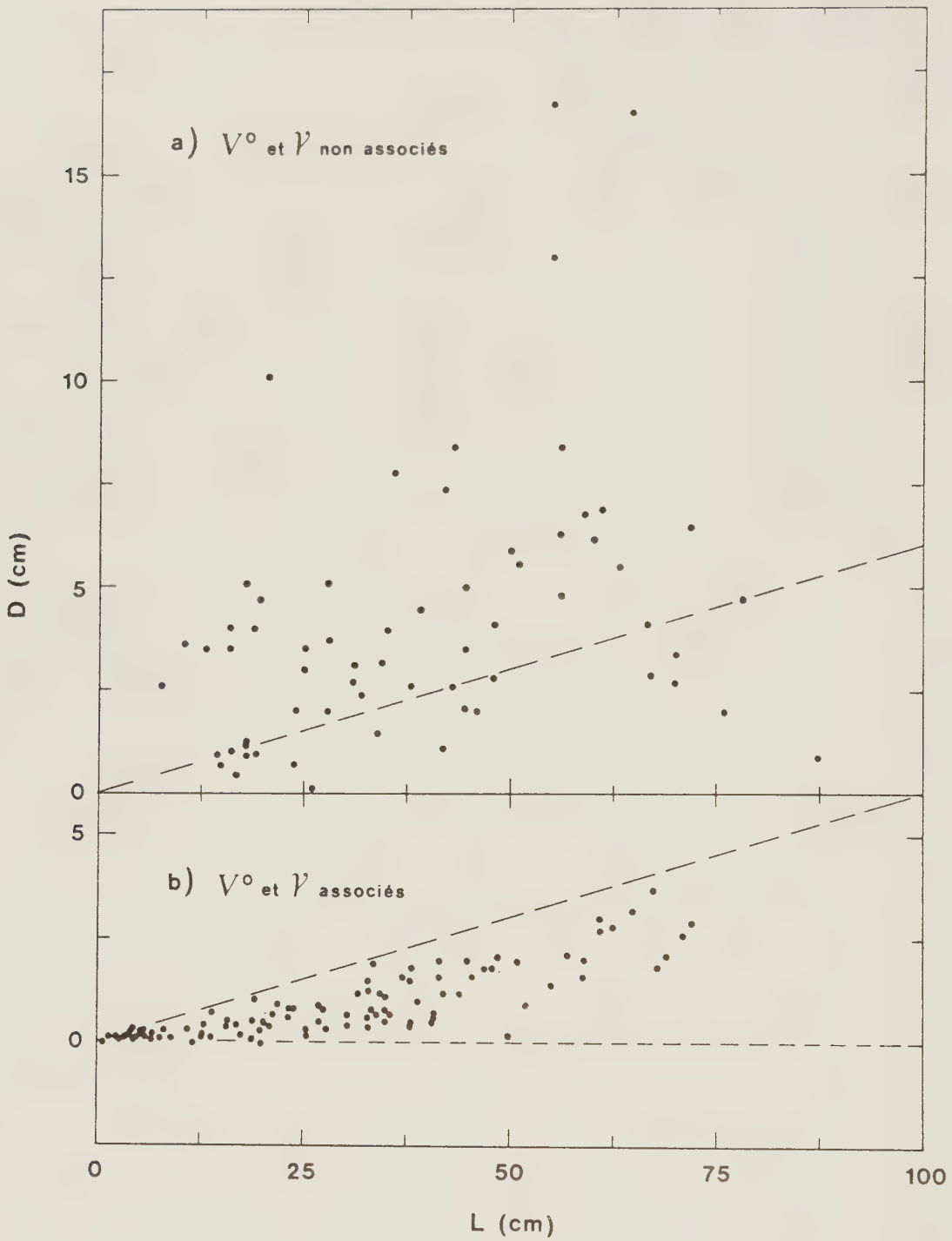


Fig. I.2

Distance D entre un événement primaire et la ligne de vol d'un V° ou d'un γ susceptible de lui être associé, en fonction de la longueur L du segment de droite joignant l'apex primaire au vertex du V° ou du γ ; a) pour les V° et les γ dont l'association avec l'événement primaire a été rejetée par le programme de cinématique, b) pour les V° et les γ dont l'association a été acceptée. Les lignes de tirets indiquent la limite à 60 mrd utilisée lors de l'examen des clichés.

- Les éventuelles réinteractions des particules secondaires provenant des interactions primaires n'ont pas été recherchées dans cette expérience. L'efficacité de détection des particules neutres restant relativement limitée, malgré la grande taille de BEBC, la mesure de ces interactions secondaires n'aurait en effet presque jamais pu être complète, et n'aurait donc en rien amélioré la mesure des événements primaires. Les étoiles de neutrons font bien entendu partie de cette catégorie.

I.3.2 Liste des événements repérés

Chaque film a été examiné deux fois, par deux équipes différentes, sur des tables de projection dont le grossissement est environ 20 par rapport au film (soit environ 1/3 par rapport à la chambre à bulles), et en prenant pour base les critères que l'on vient de décrire. Le premier examen a été effectué en utilisant les vues 2, 3 et 4 ; le second en utilisant les vues 2, 4 et 5 [1.4]. La topologie des événements, la position de leur apex principal et éventuellement un certain nombre de commentaires ont été enregistrés en ligne sur ordinateur. Les commentaires possibles pour les événements primaires étaient choisis parmi les suivants :

- paire de Dalitz,
- désintégration d'un π^+ à l'arrêt,
- arrêt sur trace positive (candidats protons),
- $V^\pm$,

certains commentaires pouvant par ailleurs apparaitre plusieurs fois pour un même événement. Les commentaires possibles pour les V° et les γ étaient choisis parmi les suivants :

- semble pointer sur un événement primaire,
- semble pointer sur un $V^\pm$,

- semble pointer indistinctement sur un événement primaire et sur un V±,

- semble pointer indistinctement sur un événement primaire et sur une réinteraction,

- γ très peu énergique pour lequel l'estimation du pointé est très difficile (la limite de courbure, dépendant de la table de projection, correspondait environ à des electrons de 20 MeV/c d'impulsion).

Les résultats des deux examens ont ensuite été comparés automatiquement à l'aide d'un programme d'association et une liste définitive des événements a été ainsi établie. Cette comparaison fait apparaitre que 8 à 10% des événements échappent à l'attention des personnes qui examinent les clichés. Si l'on admet que les biais des deux examens sont statistiquement indépendants, il en resulte finalement une perte de l'ordre de 1% seulement dont il sera tenu compte lors du calcul des sections efficaces.

I.3.3 Mesure des événements

Mis à part une certaine proportion (de l'ordre de 30%) des clichés exploités au laboratoire de Rutherford, tous les événements repérés ont été mesurés sur des tables de mesure manuelle ayant un grossissement par rapport au film compris entre 12 et 15 (c'est à dire entre 1/5 et 1/4 par rapport à la chambre à bulles). A Saclay, les tables de mesure ont en plus été munies d'un système de télévision permettant d'obtenir, sur une zône limitée du cliché, un grossissement de 120 par rapport au film (soit 2 par rapport à la chambre à bulles). Ce procédé a permis d'obtenir une meilleure précision de mesure, comme cela sera exposé en détail dans la suite de ce chapitre.

Le principe de la mesure est classique et consiste (pour chaque vue de chaque cliché) à pointer un certain nombre des croix de la chambre à bulles (18 dans notre cas, choisies à l'avance comme référence) puis, pour chaque événement du cliché, à pointer les points caractéristiques (apex principal et vertex secondaires éventuels) ainsi qu'une quinzaine de points sur chaque trace issue du vertex primaire.

En fait, quel que soit le soin apporté à la mesure, un certain nombre des événements ne sont pas complètement mesurables. Il en est ainsi en particulier quand la trace incidente est confondue sur plusieurs vues, quand le nombre de traces secondaires est impair (par exemple à cause d'un proton dont la trace, trop courte, n'est pas visible) ou quand une trace très peu courbée est interrompue trop près du vertex primaire par une cassure ou une interaction secondaire (les conditions de non mesurabilité correspondent approximativement aux traces dont la projection mesure moins de 8 cm de long et dont la flèche est inférieure à l'épaisseur moyenne des traces). Ces événements non complètement mesurables représentent environ 25% du total.

Parmi les événements complètement mesurables, 25% environ ne sont pas correctement reconstruits après la première mesure. Il est alors procédé à une remesure de ces derniers (puis, pour certains films éventuellement, à une troisième mesure) de façon à réduire à moins de 10% la proportion des événements qui, bien qu'étant en principe complètement mesurables, n'ont pas pu être reconstruits. En fin de compte, 67% du total des événements repérés ont pu être complètement mesurés et reconstruits (c'est à dire près de 12 000 événements). Des corrections (dépendant du nombre de traces et du nombre de V° et γ) seront bien entendu appliquées lors de la détermination des sections efficaces et des distributions des différentes quantités physiques étudiées, de façon à prendre en compte les événements non reconstruits.

I.3.4 Programmes de reconstruction et d'ajustement cinématique

Les informations de mesure, enregistrées sur bandes magnétiques, ont d'abord été traitées par un programme de reconstruction géométrique HYDRA [1.13] utilisant les paramètres caractéristiques de l'optique des caméras et du champ magnétique de BEBC. Ce programme effectue la reconstruction géométrique des traces et pour chaque hypothèse de masse (m_e, m_π, m_K, m_p) calcule l'impulsion et les deux angles d'orientation de ces traces par ajustement d'une hélice rectifiée tenant compte du ralentissement des particules dû à l'ionisation. Les traces incidentes correspondant à des K- de 70 GeV/c (donc assez énergiques), leurs angles d'orientation sont bien mesurés mais la précision de mesure de leur impulsion est par contre souvent assez moyenne, surtout dans les cas où l'interaction a lieu dans la première moitié de la chambre à bulles. Environ 170 traces de K- incidents traversant la chambre sans interagir ont alors été mesurées sur toute leur longueur de façon à déterminer leur impulsion avec une bien meilleure précision. La valeur obtenue est 70,2 ± 0,2 GeV/c, avec une dispersion de l'ordre de 1 GeV/c (fig. I.3.a), tout à fait en accord avec la valeur qui avait été calculée au CERN par l'équipe du faisceau S3. Nous avons ensuite vérifié qu'il n'y avait pas de corrélation entre l'impulsion et le point d'entrée des K- (fig. I.3.b). Ceci étant, la valeur nominale obtenue a été imposée dans le programme de recontruction géométrique. Les événements pour lesquels l'impulsion incidente mesurée différait de plus de trois déviations standard de l'impulsion nominale ont enfin été rejetés, de façon à éliminer les K- ayant interagi avant d'arriver à l'intérieur de BEBC mais n'ayant pas été rejetés comme tels lors de l'examen des clichés.

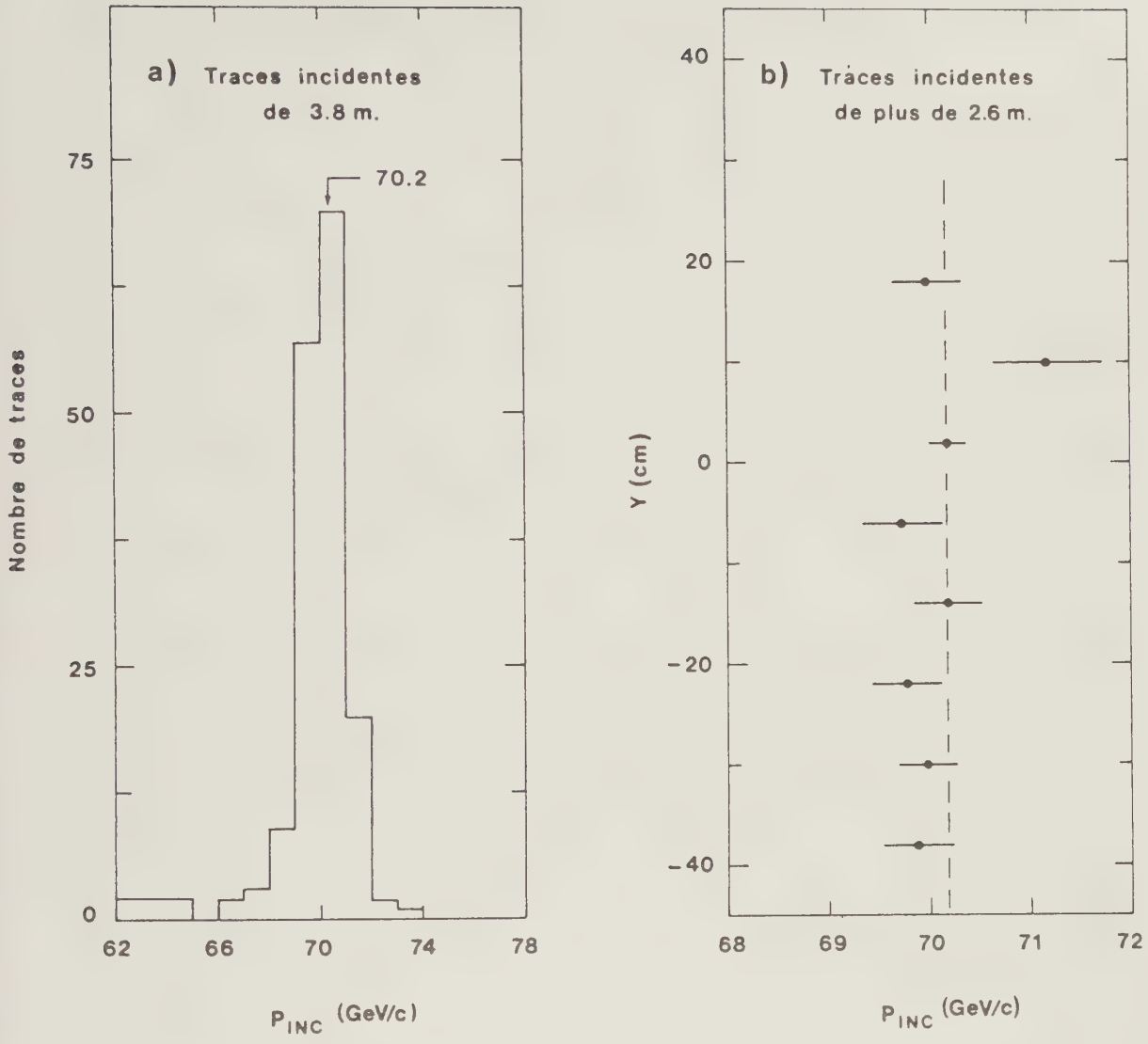


Fig. I.3

a) Distribution de l'impulsion mesurée pour un lot de 170 K^- incidents traversant BEBC sans interagir. La valeur nominale est 70,2 ± 0,2 GeV/c.

b) Valeur moyenne de l'impulsion mesurée, en fonction de la coordonnée Y du point d'entrée dans BEBC, pour un lot d'environ 400 traces incidentes de plus de 2,6 m de long. Aucune dépendance de l'impulsion par rapport à Y n'est visible. La ligne en tirets correspond à la valeur nominale.

Après reconstruction des traces, les informations concernant les événements ont été traitées par le programme GRIND [1.13] qui effectue l'ajustement cinématique des quantités mesurées en utilisant les équations de conservation du quadrivecteur énergie-impulsion. Pour chaque type d'événement, plusieurs hypothèses cinématiques sont en fait généralement possibles quant à la nature des particules chargées. D'autre part, un certain nombre de particules neutres non détectées peuvent avoir été produites lors des interactions. Tant que le nombre de ces particules neutres ne dépasse pas l'unité, chaque hypothèse cinématique impose alors une ou plusieurs relations entre les impulsions et les énergies des particules chargées et des V° ou γ observés dans la chambre à bulles. Pour chaque hypothèse, le programme GRIND essaie donc d'ajuster les grandeurs mesurées en cherchant les valeurs de ces paramètres qui vérifient les équations tout en différant aussi peu que possible des valeurs mesurées, compte tenu des erreurs calculées par le programme de Géométrie HYDRA. En fait, le nombre moyen de traces par événement devenant important à notre énergie, le nombre des hypothèses cinématiques comportant une particule neutre non détectée et susceptibles d'être acceptées par le programme devient grand. N'ont donc été essayées dans cette expérience que les hypothèses ne comportant pas de telles particules, car elles seules sont suffisamment contraintes pour apporter une amélioration intéressante des quantités mesurées et pour décrire l'événement d'une façon peu ambiguë. Le nombre de contraintes est par exemple quatre pour les interactions telles que toutes les particules produites sont observées (notées 4C) ; ce nombre est trois pour l'ajustement des V° et des γ. Une hypothèse affectée à un événement donné est alors dite cinématiquement contrainte si la probabilité (correspondant au χ^2 de l'ajustement et au nombre de relations de contrainte) est meilleure que 0,001.

I.3.5 Dépouillement des résultats et choix des hypothèses

Les résultats des programmes de géométrie et de cinématique ont ensuite été dépouillés avec l'aide de tables de projection servant à réexaminer certains clichés. Les événements non reconstruits, ainsi que ceux pour lesquels certaines traces ont une mauvaise précision de mesure, sont alors d'abord notés pour être remesurés. La précision requise correspond à une erreur moyenne de pointé (résidu) ne dépassant pas 15 microns sur le film (soit 0,9 mm dans l'espace) et à une erreur relative sur l'impulsion mesurée ne dépassant pas 25% (sauf pour les traces incidentes dont l'impulsion est imposée).

Dans certains cas, un événement primaire et les V° et γ susceptibles de lui être associés ayant été correctement reconstruits, l'une des associations peut être rejetée par le programme. Il faut alors décider, en réexaminant le cliché, si cette association doit effectivement être rejetée ou si elle doit être essayée à nouveau, dans lequel cas l'événement primaire et les V° et γ correspondants doivent être remesurés. Dans quelques uns de ces cas, une association jugée nécessaire est toujours refusée par le programme après plusieurs mesures. Les événements primaires correspondants sont alors rejetés, puis compensés par une correction des sections efficaces, exactement comme s'ils n'étaient pas reconstruits.

L'ionisation a également été examinée lors du dépouillement pour toutes les traces positives ayant une impulsion inférieure à 1,2 GeV/c (au delà de cette limite, l'identification des particules par l'ionisation n'est plus possible). Pour les événements cinématiquement contraints, on sélectionne alors les hypothèses compatibles avec l'ionisation parmi celles qui ont été acceptées par le programme. Pour les événements non contraints, on choisit les hypothèses

considérant comme protons les particules très ionisantes reconnues comme telles, et considérant comme π toutes les autres traces chargées (pour les traces de plus de 1,2 GeV/c, les impulsions correspondant aux différentes masses sont pratiquement identiques).

Des tests ont été effectués pour savoir dans quelle mesure il serait possible d'identifier la nature des traces à l'aide des résidus. Les résultats de ces tests, plus complètement décrits dans la section suivante, peuvent être résumés ainsi : l'identification est pratiquement certaine pour les traces de moins de 500 MeV/c telles que la différence de résidu des hypothèses de masse soit supérieure à 1μ, ainsi que pour les traces de 500 à 900 MeV/c telles que la différence de résidu soit supérieure à 2μ. Ce critère correspond à identifier ainsi environ 45% des traces, et à traiter environ 30% des événements nécessitant une information d'ionisation. Ceci est peu si on tient compte des problèmes relatifs au pointé des V° et γ qui ont été décrits précédamment et qui ramènent à environ 15% la proportion des événements qui peuvent être complètement traités d'après les résidus. Ce procédé d'identification, bien moins précis que l'étude de l'ionisation, a donc été utilisé dans les cas sans ambiguïté, mais n'a pas été généralisé.

Toutes les informations utiles relatives aux hypothèses cinématiques retenues ont finalement été transférées sur bande magnétique par le programme SLICE [1.13]. Pour 12 000 événements primaires, environ 1800 V° et 4500 γ ont été reconstruits et associés, et environ 1600 événements se sont vu attribuer une ou plusieurs hypothèses cinématiques contraintes.

I.4 TESTS TECHNIQUES ET PRECISION EXPERIMENTALE

Un certain nombre de tests ont été effectués sur différents aspects de cette expérience de façon à s'assurer que la précision expérimentale était acceptable. Les résultats de

ces tests sont en fait plutôt satisfaisants comme le montre en particulier une comparaison avec la résolution obtenue dans d'autres expériences du même type.

I.4.1 Contamination du faisceau incident

Etant donné que la séparation des particules du faisceau incident est d'autant plus difficile que l'énergie augmente, l'un des premiers tests à effectuer concerne la contamination des K- par des π- ou des $\bar{p}$. Cette analyse a été possible en utilisant les informations fournies par les deux compteurs cerenkov de l'expérience K-p à 110 GeV/c [1.9]. Le premier compteur distinguait les π- et les μ- des K- et des $\bar{p}$; le second compteur distinguait les π-, les μ- et les K- des $\bar{p}$. Ces renseignements ont été enregistrés au fur et à mesure sur des bandes magnétiques, ainsi que les informations fournies par deux hodoscopes (situés de part et d'autre des compteurs cerenkov) permettant de connaitre la position des traces testées.

Le test a été effectué sur un lot de 9583 traces incidentes dont 8421 ont été labellées K-, 559 ont été labellées π- ou μ-, 182 ont été labellées $\bar{p}$ et 421 n'ont pas été labellées. Les traces non identifiées (environ 5% des traces testées) correspondent aux cas où les indications fournies par les deux compteurs sont contradictoires (à cause des inefficacités) et aux cas où les indications sont inutilisables (quand plusieurs traces sont confondues). On obtient alors en première approximation les rapports de contamination suivants :

$$\pi+\mu/K = 6,6 \pm 0,3\% \quad \text{et} \quad \bar{p}/K = 2,2 \pm 0,2\% ,$$

mais ces résultats doivent être corrigés pour tenir compte des inefficacités des compteurs cerenkov. L'inefficacité du premier compteur fait qu'un certain nombre de π- et de μ- sont pris

pour des K-, mais cet effet ne représente qu'une faible proportion de 6,6% des K-, ce qui est négligeable. l'inefficacité du second compteur fait par contre qu'un certain nombre de K- sont pris pour des $\bar{p}$, ce qui n'est pas du tout négligeable puisque les $\bar{p}$ ne représentent qu'un faible pourcentage des K-. D'autre part, les μ- n'interagissant en fait jamais, il est intéressant de connaitre séparément les proportions de π- et de μ-.

Utilisant les valeurs des sections efficaces totales à 70 GeV/c [1.12] : σ(K-p) = 20,38 ± 0,05 mb, $\sigma(\pi$-p) = 24,00 ± 0,06 mb et $\sigma(\bar{p}p)$ = 43,05 ± 0,06 mb, on peut calculer les longueurs d'interaction correspondantes dans l'hydrogène liquide de BEBC: L(K-) = 13,43 m, L(π-) = 11,42 m et L($\bar{p}$) = 6,36 m. Sachant que les particules du faisceau traversent environ 3,6 m d'hydrogène liquide dans BEBC, on peut calculer ensuite les probabilités d'interaction correspondantes : P(K-) = 23,5%, P(π-) = 27,0% et P($\bar{p}$) = 43,2%. L'examen des clichés a par ailleurs indiqué que, sur les 559 traces labellées π- ou μ-, 80 présentaient une interaction dans BEBC, et que, sur les 182 traces labellées $\bar{p}$, 46 présentaient une interaction. Les μ- n'interagissant pratiquement jamais, les 80 interactions correspondent à 296 ± 44 π- (et donc 263 ± 50 μ-), ce qui conduit au rapport de contamination :

$$\pi/K = 3,5 \pm 0,5\%.$$

D'une façon analogue, connaissant les probabilités d'interaction des K- et des $\bar{p}$, on trouve que le nombre d'antiprotons est

$$N(\bar{p}) = (46 - 182\ P(K-)) \ /\ (P(\bar{p}) - P(K-)) \ ;$$

46 interactions sur 182 candidats $\bar{p}$ correspondent donc à 16 ± 48 $\bar{p}$, ce qui conduit au rapport de contamination corrigé :

$$\bar{p}/K = 0,2 \pm 0,6\%.$$

Si on met à part l'inefficacité de 5% due aux traces confondues, l'inefficacité propre des compteurs cerenkov est donc de l'ordre de 2%. Ces résultats très satisfaisants montrent que les contaminations sont négligeables compte tenu de la précision statistique de cette expérience.

I.4.2 Précision de mesure

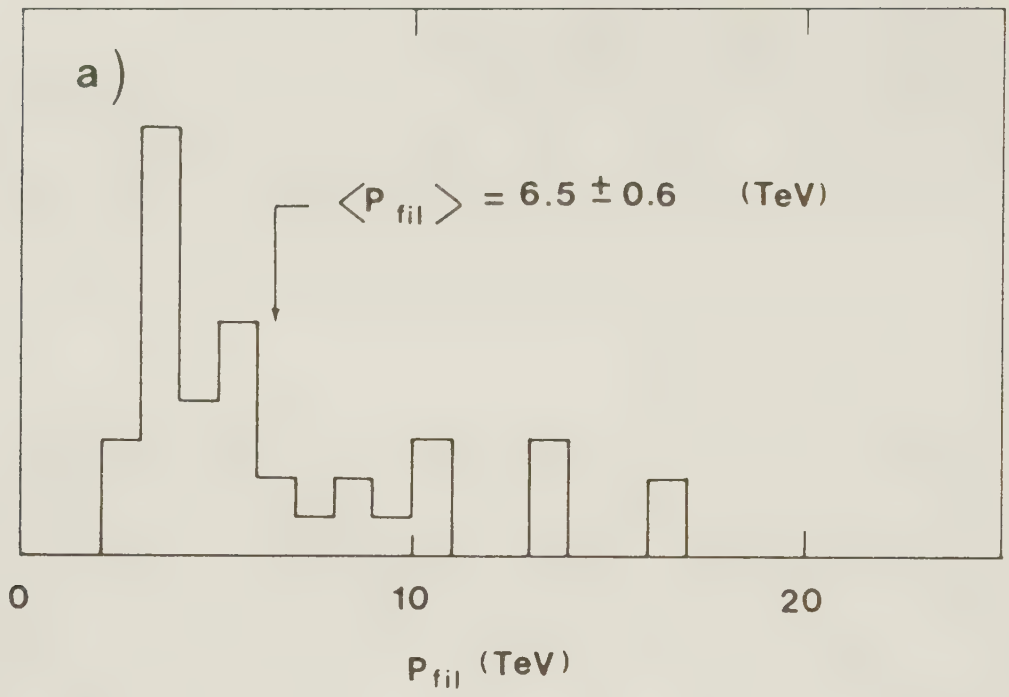
Le premier test sur la précision de mesure correspond à l'estimation de l'impulsion du K- incident. Les résultats (fig. I.3) ont été décrits dans la section I.3 et sont très satisfaisants. Un test analogue a été effectué en mesurant sur un certain nombre de clichés la position des deux fils tendus à l'intérieur de BEBC [1.4]. Ces fils étant rectilignes, l'estimation de leur courbure (ou de l'impulsion correspondante en les assimilant à des traces de particules) peut ainsi donner une idée de la précision de mesure. Connaissant le champ magnétique de BEBC, on peut relier l'impulsion des traces à leur rayon de courbure par la relation :

$$p\ (\mathrm{GeV/c}) = 1{,}05\ \rho\ (\mathrm{m}).$$

Sachant que les fils sont mesurés sur une longueur de 360 cm, on peut également considérer la flèche, reliée à l'impulsion par la relation :

$$f\ (\mathrm{mm}) = 1700/p\ \ (\mathrm{GeV/c})^{-1}$$

La figure I.4.a représente la distribution de l'impulsion correspondante pour une série de 38 mesures de fils ; la valeur moyenne est 6,5 ± 0,6 TeV. La figure I.4.b représente la distribution de la flèche correspondante dont la valeur moyenne est 0,35 ± 0,03 mm, ce qui est tout à fait satisfaisant. Il est par ailleurs important de noter que sur 38 fils mesurés, 17 se sont vu attribuer une courbure positive, et 21 se sont vu attribuer une courbure négative, ce qui montre raisonnablement l'absence de distorsion optique systématique.



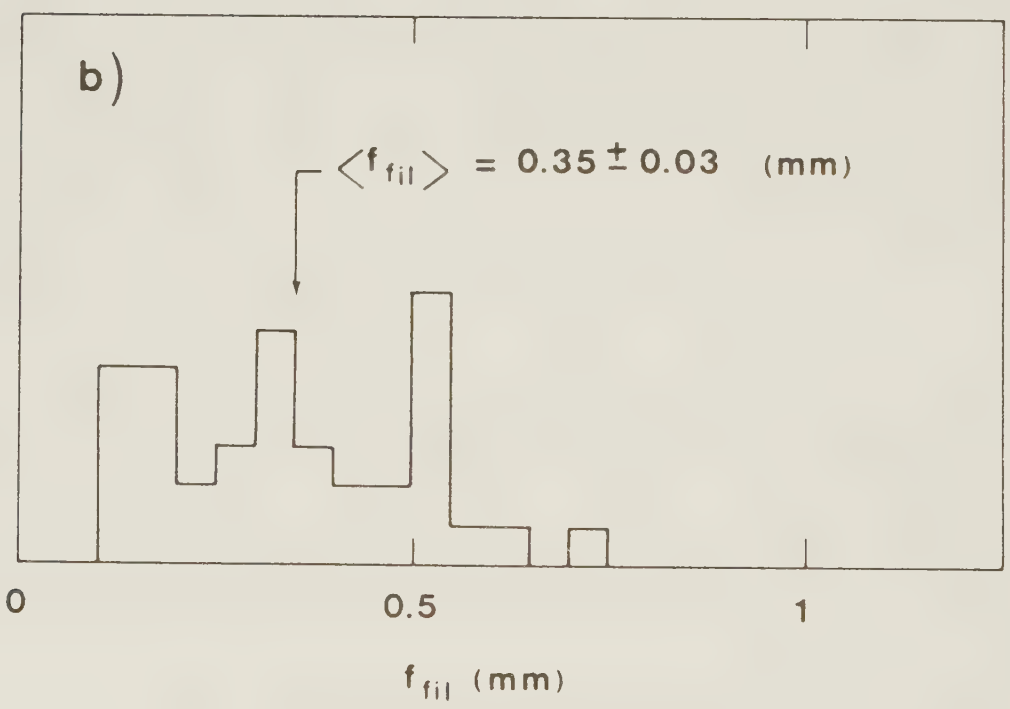


Fig. I.4

a) Distribution de l'impulsion correspondante pour un lot de 38 mesures des fils traversant BEBC.

b) Distribution de la flèche correspondante (les fils sont mesurés sur une longueur de 360 cm environ).

Une autre estimation de la précision de mesure peut être obtenue par l'étude du résidu de mesure (écart moyen entre les points mesurés et la projection sur le film de la trace reconstruite dans l'espace). La figure I.5 montre les distributions des résidus des traces incidentes, a) pour les événements mesurés à Saclay (tables de mesure manuelle à grossissement 15, plus agrandissement local par télévision), b) pour les événements mesurés à Paris (tables de mesure manuelle à grossissement 15), c) pour les événements mesurés à Rutherford sur HPD et d) pour les événements mesurés à Rutherford sur tables manuelles (grossissement 12). Les valeurs moyennes correspondantes des résidus sont respectivement 6,1 ± 0,1 μ, 6,4 ± 0,1 μ, 3,8 ± 0,1 μ et 8,6 ± 0,2 μ. La comparaison de b) et d) montre l'importance du grossissement ; la comparaison de a) et b) montre l'amélioration apportée par l'agrandissement local télévisuel (cette amélioration est plus limitée que ne le laisserait prévoir le facteur de grandissement à cause des dimensions restreintes de la zône agrandie). Pour les films exploités sur HPD, environ 52% des événements ayant dû être remesurés (sur des tables manuelles à grossissement 12), le résidu moyen (6,4 ± 0,2 μ) est sensiblement plus grand que celui des événements acceptés en mesure HPD (3,8 ± 0,1 μ), mais il est tout de même équivalent à celui des événements mesurés sur des tables manuelles à grossissement 15. La figure I.6 montre d'une façon analogue les distributions des résidus des traces sortantes. Les valeurs moyennes correspondantes sont d'une façon générale supérieures d'environ 10% à celles obtenues pour les traces incidentes. Ceci est dû principalement aux traces sortantes en partie confondues dans les événements compliqués. Par ailleurs, les événements à grand nombre de traces étant généralement plus compliqués et plus délicats à mesurer, les 52% de remesure pour les films exploités sur HPD correspondent à 67% de remesure pour les traces sortantes. Ceci tend à réduire un peu l'amélioration de précision apportée par la mesure sur HPD. Compte tenu du rapport de grandissement 60

Fig. I.5

Distributions du résidu de mesure des traces incidentes et valeurs moyennes correspondantes :

a) pour les événements mesurés sur tables manuelles à grossissement 15 avec agrandissement local télévisuel,

b) pour les événements mesurés sur tables manuelles à grossissement 15,

c) pour les événements mesurés sur HPD,

d) pour les événements mesurés sur tables manuelles à grossissement 12.

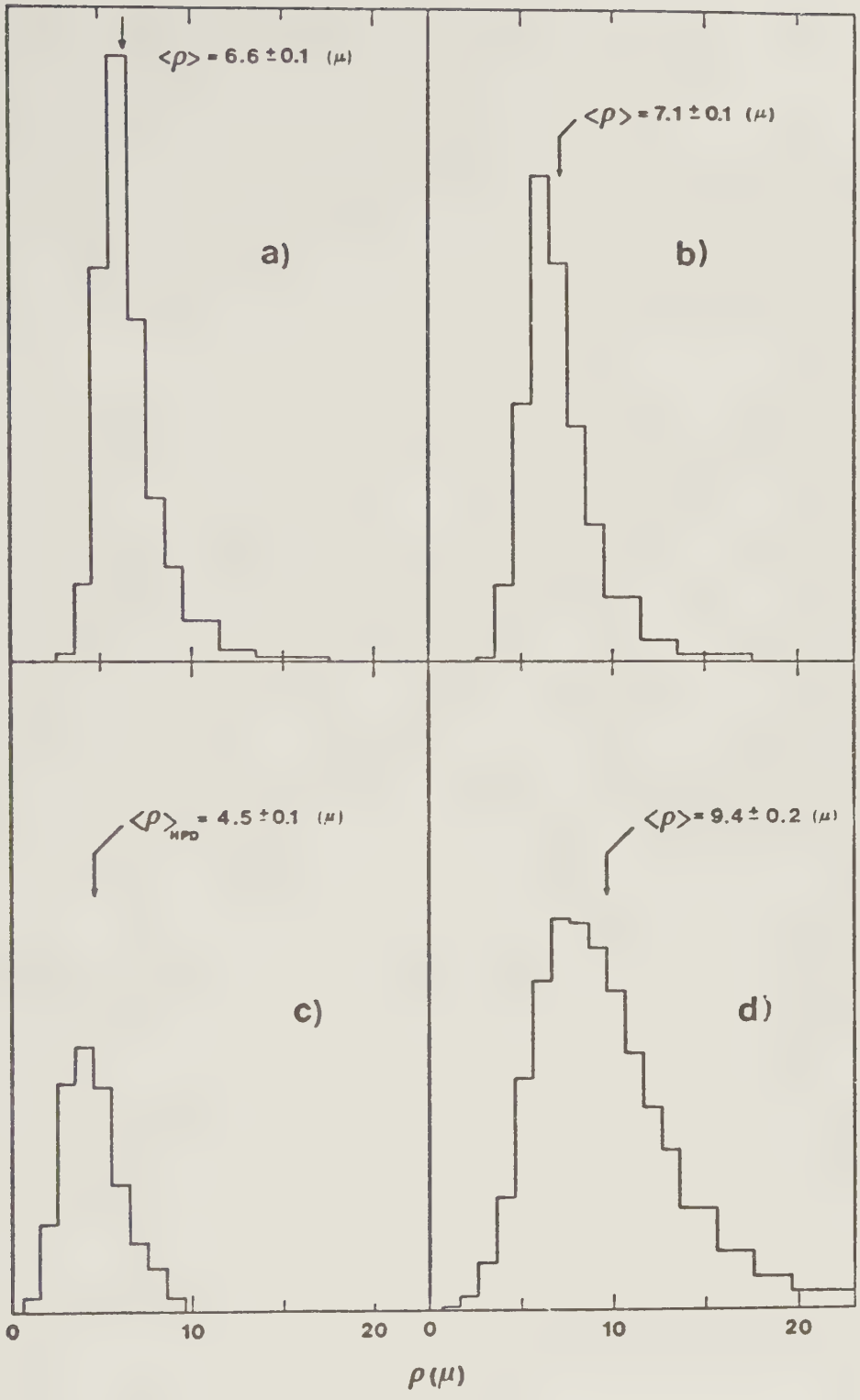


Fig. I.6

Distributions du résidu de mesure des traces sortantes et valeurs moyennes correspondantes (analogue de la Fig. I.5).

entre les dimensions réelles des événements dans la chambre à bulles et leurs dimensions sur le film, la précision spatiale du pointé varie entre ε = 400 μ pour les films mesurés sur tables manuelles à fort grossissement et ε = 550 μ pour les films mesurés sur tables manuelles à grossisement 12. Ces résultats sont tout à fait satisfaisants si on les compare à ceux obtenus dans la chambre à bulles MIRABELLE, qui sont du même ordre de grandeur [1.14,15].

De façon à rendre compte de l'influence de la précision du pointé sur les quantités mesurées, on a représenté sur la figure I.7 la distribution de l'impulsion des traces négatives rapides dans les événements inélastiques à deux traces sortantes, pour les différentes catégories de mesures décrites précédemment. Cette distribution présente, juste au dessous de 70 GeV/c, un pic bien connu caractéristique des effets diffractifs et dont la largeur expérimentale dépend notablement de la précision de mesure. Les largeurs obtenues sont respectivement σ = 5,3 ± 0,4 GeV/c pour les événements mesurés sur tables manuelles à grossissement 12 (fig. I.7.a), σ = 3,6 ± 0,6 GeV/c pour les mesures HPD (b), et σ = 3,1 ± 0,3 GeV/c pour les événements mesurés sur tables manuelles à grossissement 15 avec agrandissement local télévisuel (c). La précision relativement limitée obtenue par le HPD (pour lequel les résidus sont les meilleurs) peut être attribuée aux difficultés rencontrées de temps à autres par les programmes de suivage automatique des traces (quand le suivage est interrompu, la trace est mesurée sur une moins grande longueur et la précision est généralement moins bonne). Les valeurs obtenues pour la largeur du pic montrent clairement l'intérêt d'un contrôle optimum du résidu de mesure.

L'étude de la masse équivalente M(π+π-) des couples de pions issus de la désintégration K°_{s} -> π+π- est un autre test classique de la résolution expérimentale et de la fiabilité de la reconstruction géométrique des traces. La valeur moyenne et

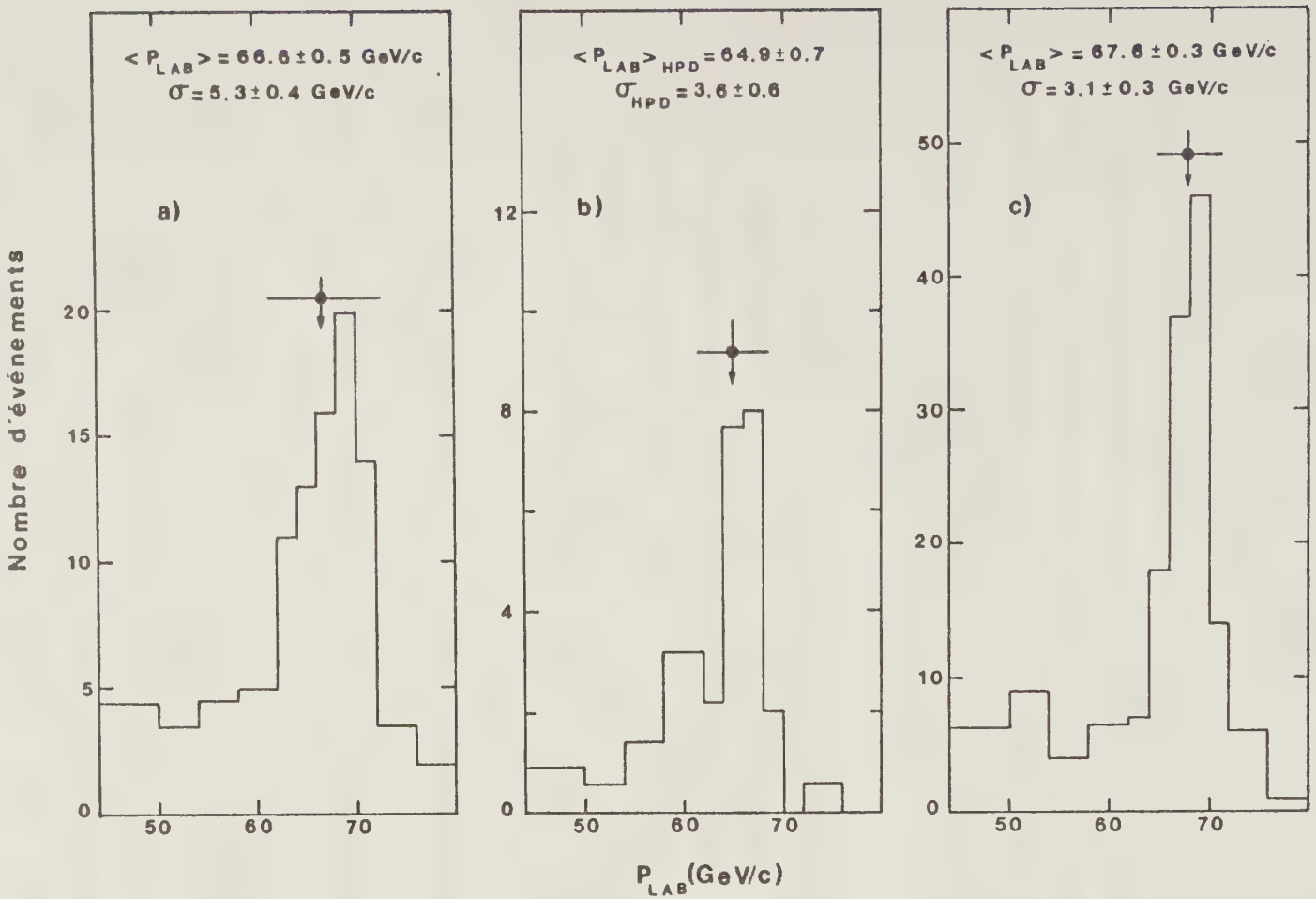


Fig. I.7

Distribution de l'impulsion des traces négatives rapides dans les événements inélastiques à deux traces sortantes, et valeurs moyennes correspondantes :

a) pour les événements mesurés sur tables manuelles à grossissement 12,

b) pour les événements mesurés sur HPD,

c) pour les événements mesurés sur tables manuelles à grossissement 15 avec agrandissement local télévisuel.

surtout la dispersion de la distribution de masse carrée ne sont bien sûr pas indépendantes du laboratoire considéré (comme on peut s'y attendre d'après l'étude des résidus de mesure), mais les valeurs correspondantes sont tout de même compatibles entre elles. La valeur moyenne pour l'ensemble de la statistique est $< M^2(\pi^+\pi^-) > = 0,247 \pm 0,001$ GeV^2, ce qui est tout à fait compatible avec la moyenne mondiale : $0,2477 \pm 0,0001$ GeV^2. La dispersion correspondante est $\sigma(M^2) = 0,008 \pm 0,001$ GeV^2. Cette dispersion ne dépendant pratiquement que de l'impulsion du K°, on a représenté la dépendance sur la figure I.8, où sont également reportés les résultats analogues obtenus dans les expériences K-p à 14,3 GeV/c [1.16] et 32 GeV/c [1.14]. Ces résultats sont tout à fait compatibles entre eux.

La masse équivalente $M(p\pi^-)$ des couples de particules issues de la désintégration $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ a également été considérée. La valeur moyenne obtenue pour l'ensemble de la statistique est $< M^2(p\pi^-) > = 1,245 \pm 0,001$ GeV^2, à comparer à la moyenne mondiale : $1,2446 \pm 0,0001$ GeV^2. La dispersion correspondante est $\sigma(M^2) = 0,005 \pm 0,001$ GeV^2.

I.4.3 Identification des traces à l'aide des résidus de mesure

L'identification du plus grand nombre possible de traces étant d'un intérêt évident pour la physique, une partie importante du temps consacré au dépouillement des résultats de mesure a pour objet l'observation de l'ionisation des traces de moins de 1200 MeV/c d'impulsion. Mais par ailleurs, le fort champ magnétique et la grande taille de BEBC permettent des mesures assez précises de l'impulsion des particules et de leur perte d'impulsion par ionisation. Nous avons donc étudié quelles étaient les possibilités d'identification des traces à l'aide de la différence de résidu des hypothèses de masse. Il s'agit en fait ici de séparer les protons des autres traces, provisoirement labellées π par abus de notation, car la

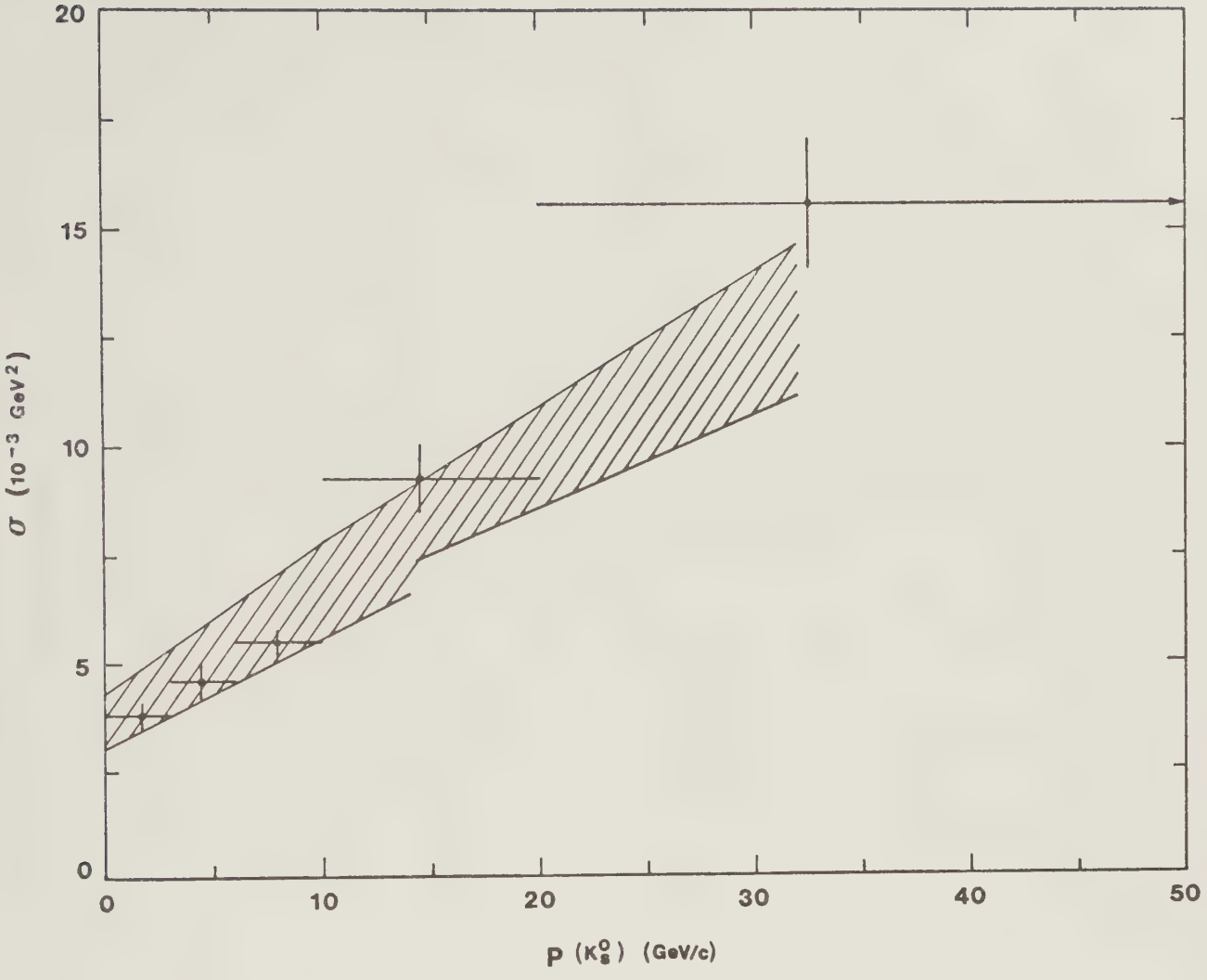


Fig. I.8

Dispersion de la masse carrée reconstruite $M^2(K^o_s)$ en fonction de l'impulsion du K^o_s dans le laboratoire. A titre de comparaison, les résultats correspondants obtenus dans la chambre à bulle de 2 mètres du CERN (expérience K^-p à 14,3 GeV/c) et dans la chambre à bulles Mirabelle (expérience K^-p à 32 GeV/c) sont indiqués par la zone hachurée.

séparation des π et des K n'est pratiquement possible que par les ajustements cinématiques à quatre contraintes. La figure I.9 montre ainsi la distribution de la différence $\Delta\rho = \rho_p - \rho_\pi$ pour un lot de 416 traces (285 π et 131 p identifiés par l'ionisation) décomposé en trois régions d'impulsion : a) de 0 à 500 MeV/c, b) de 500 à 900 MeV/c et c) de 900 à 1200 MeV/c. On voit immédiatement que l'identification est très efficace et tout à fait correcte en dessous de 500 MeV/c, qu'elle est moyennement efficace mais avec un taux d'erreurs non négligeable entre 500 et 900 MeV/c, et qu'elle est pratiquement inefficace au dessus de 900 MeV/c. Une étude plus détaillée des contaminations introduites montre par exemple qu'entre 500 et 900 MeV/c, l'identification des π par la coupure $\Delta\rho > 2$ conduit à donner le label π pour 1,1 ± 1,5% des protons, l'identification par $\Delta\rho > 1$ conduit au label π pour 3,2 ± 2,6% des protons, l'identification par $\Delta\rho > 0$ conduit au label π pour 9,7 ± 4,8% des protons. On est ainsi amené à choisir comme coupure optimum celle qui permet d'identifier le plus de traces tout en n'introduisant qu'une contamination limitée ; ainsi la coupure optimum dans le cas précédent est $\Delta\rho > 1$, qui permet d'identifier 27,4 ± 3,7% des π ayant entre 500 et 900 MeV/c d'impulsion.

Plus généralement, la coupure $\Delta\rho > 1$ est ainsi optimum pour identifier les π indépendamment de l'impulsion, la coupure $\Delta\rho < 0$ est optimum pour donner le label p aux traces de moins de 500 MeV/c et la coupure $\Delta\rho < -2$ est optimum pour labeller p les traces de 500 à 1200 MeV/c (on voit ici que l'attribution du label p est plus délicate à cause des risques de contamination, dus en partie au fait qu'il y a beaucoup plus de π que de protons au dessus de 500 MeV/c). En fait, si on veut éviter des contaminations importantes, on ne peut identifier par cette méthode que 45% des traces (ce qui correspond à traiter ainsi environ 30% seulement des événements nécessitant une information d'ionisation). On voit donc que, malgré le fort champ magnétique et la grande taille de BEBC, la méthode d'identification des traces par les résidus reste trop peu

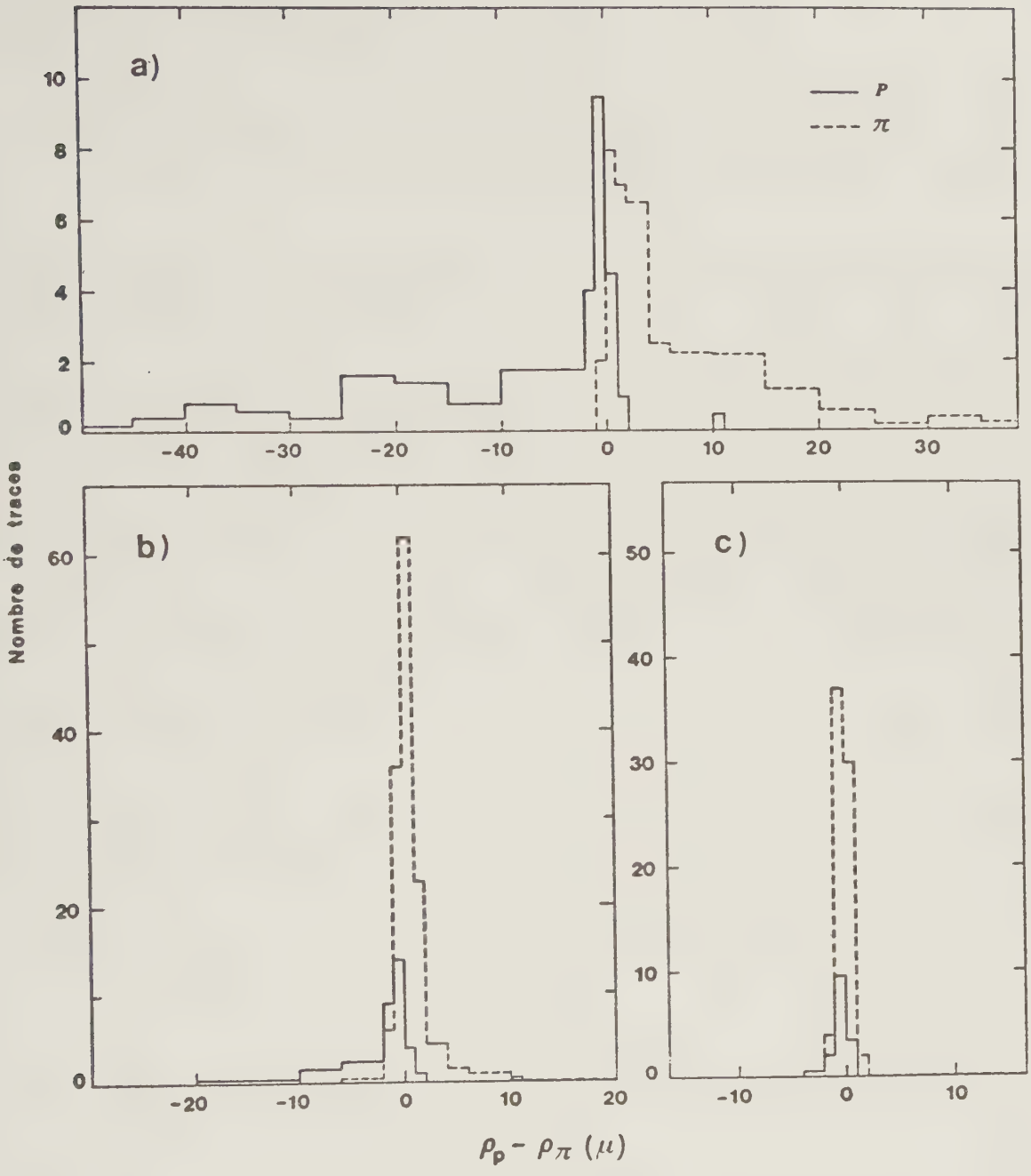


Fig. I.9

Distribution de la différence de résidu $\Delta\rho = \rho_p - \rho_\pi$ pour les traces identifiées p et π par l'ionisation :

a) pour les traces de moins de 500 MeV/c d'impulsion,

b) pour les traces entre 500 et 900 MeV/c,

c) pour les traces entre 900 et 1200 MeV/c.

efficace pour remplacer l'observation des traces trappées et de l'ionisation sur les clichés. Cette méthode ne peut donc raisonnablement être utilisée que de façon complémentaire, comme par exemple pour épargner une partie du temps nécessaire au dépouillement des résultats de mesure.

L'identification par la différence relative des résidus $\Delta\rho/\rho = (\rho_p - \rho_\pi) / \inf(\rho_p, \rho_\pi)$ peut sembler plus intéressante dans la mesure où, en étant plus sélective pour les mauvais résidus, elle diminue les risques de contamination. Mais il se trouve que, justement à cause de la plus grande sélectivité, on obtient les mêmes taux d'identification à contamination égale, et les deux méthodes sont en fait équivalentes dans la limite des erreurs statistiques.

REFERENCES DU CHAPITRE I

[1.1] Proposition d'expérience K-p à 14 GeV/c :
PS/5277/dmh, TC/COM 66-19.

[1.2] Proposition d'expérience K-p dans BEBC à 45 et 65 GeV/c :
CERN/SPSC/75-2/P 38.

[1.3] SPS Experimental Facilities /CERN/EA/note 73-2,
ECFA Report /CERN/ECFA/72-4, Vol I.

[1.4] Nous supposerons connus les principes de fonctionnement d'une chambre à bulles. Pour tous renseignements concernant les caractéristiques de la chambre à bulles BEBC, consulter le "BEBC USERS' HANDBOOK" édité et mis à jour par le CERN.

[1.5] ADERHOLTZ et al. (EPI) /CERN preprint DPh II/BEAM 74-5.

[1.6] High Energy ν and $\bar{\nu}$ Interactions in BEBC filled with H2 :
CERN/SPSC/74-91/P 25.

[1.7] Expérience K+p dans BEBC à 70 GeV/c :
CERN/SPSC/76-15/P 62.

[1.8] Expérience K-p dans BEBC à 110 GeV/c :
CERN/SPSC/75-86/P 57.

[1.9] Tagging system for S3 beam /CERN/EF/BEAM 76-3.

[1.10] EMI/BEBC and Gargamelle Newsletters IV/10-5-77.

[1.11] Investigation of dimuon évents and search for new particles in neutrino interactions in an émulsion stack coupled to BEBC :
CERN/SPSC/76-41/P 70.

[1.12] CARROL A.S. et al. : Phys. Lett. 61B, 303 (1976)

[1.13] Géométrie HYDRA, GRIND, SLICE : T.C. Program Library, CERN.

[1.14] GIVERNAUD A. : Thèse de Doctorat d'Etat,
Université Louis Pasteur de Strasbourg (1980)

[1.15] SAUDRAIX J. : Thèse de 3e cycle,
Université Paris Sud (1973)

[1.16] RHEL-Ecole Polytechnique-Saclay Collaboration,
(communication privée)

- CHAPITRE II -

SECTIONS EFFICACES INCLUSIVES ET SEMI-INCLUSIVES

Ce chapitre a pour but d'exposer l'étude des sections efficaces inclusives et semi-inclusives, et plus particulièrement d'indiquer leur détermination et leur dépendance en énergie. Nous étudierons d'abord les sections efficaces de production des différentes multiplicités chargées (sections efficaces topologiques), puis les sections efficaces inclusives des principales particules produites dans les interactions K-p.

II.1 SECTIONS EFFICACES TOPOLOGIQUES

La distribution du nombre de particules chargées produites dans une expérience d'interactions en chambre à bulles est toujours l'une des premières informations obtenues. Bien que ne fournissant aucun renseignement sur les propriétés détaillées des interactions, ces résultats peuvent tout de même permettre de se faire une idée de certaines propriétés générales des différents types d'interactions.

Comme cela a été décrit dans le chapitre I, les clichés ont été l'objet de deux examens indépendants à la suite desquels il a été établi une liste des événements repérés et de leurs caractéristiques. Dans les cas où les indications respectives de ces deux examens étaient en désaccord, une décision finale a été prise après un examen plus approfondi au moment de la mesure.

Après avoir grossièrement vérifié que le nombre total d'interactions observées dans BEBC était bien compatible avec une section efficace totale de l'ordre de 20 mb, nous avons décidé de calculer les sections efficaces en normalisant le nombre total d'interactions à la section efficace totale déterminée avec précision par une expérience de compteurs à haute statistique : $\sigma_T = 20,38 \pm 0,05$ mb [2.1]. Pour que ce procédé de normalisation soit correct, il est alors nécessaire de tenir compte de toutes les pertes d'événements et erreurs de classification pouvant intervenir lors de l'examen des clichés :

- seules les interactions inélastiques nous intéressent dans cette étude, il faut donc séparer les interactions à deux branches en événements élastiques et événements inélastiques,

- certains événements peuvent être oubliés (l'efficacité des examens n'est pas 100%),

- certains événements à deux branches comportent un proton de recul de très faible impulsion (donc de trace très courte) et peuvent ne pas être vus si la déviation du K- n'est pas perceptible,

- les événements à plus de deux branches peuvent comporter un proton de recul non vu, ou une réinteraction très près du vertex principal donnant lieu à une classification impropre dans une topologie impaire,

- les événements qui comportent une paire de Dalitz, ou une désintégration de particule neutre très près du vertex principal, se voient attribuer artificiellement deux traces supplémentaires.

Ces différents problèmes vont donc être traités successivement.

II.1.1 Evénements inélastiques

De façon à séparer les interactions à deux branches en événements élastiques et événements inélastiques, la méthode suivante a été appliquée :

- les événements mesurés ont d'abord été répartis en deux classes sur la base des résultats de l'ajustement à quatre contraintes correspondant à l'hypothèse cinématique de l'interaction élastique. En un premier temps, ont été considérés comme inélastiques tous les événements ne donnant pas lieu à un ajustement de probabilité supérieure à 0,1%.

- Nous avons ensuite cherché à identifier, parmi les événements classés inélastiques mais dont la trace sortante positive est un proton, les interactions élastiques qui n'avaient pas satisfait à l'ajustement cinématique à quatre contraintes (pour une raison ou pour une autre, mais principalement à cause d'une mauvaise estimation des erreurs de mesure). L'impulsion du proton étant mesurée avec une assez bonne précision (étant de faible impulsion, il s'arrête généralement dans la chambre à bulles), il est possible, en supposant que l'événement est élastique et en appliquant la conservation de l'énergie-impulsion, de calculer l'impulsion du K- diffusé $p_K{}^c$, l'angle de diffusion du proton $\theta_p{}^c$, et celui du K- $\theta_K{}^c$. Si on porte alors sur un diagramme à deux dimensions la différence $\Delta\theta_K = \theta_K{}^c - \theta_K{}^m$ entre les valeurs calculées et mesurées de l'angle de diffusion du K-, en fonction de la différence $\Delta p_K = p_K{}^c - p_K{}^m$ (fig. II.1) ou en fonction de la différence $\Delta\theta_p = \theta_p{}^c - \theta_p{}^m$ (fig. II.2), on constate que les événements inélastiques sont assez dispersés et que les événements élastiques se concentrent dans une région limitée autour de $\Delta\theta_K = 0$, $\Delta p_K = 0$ et $\Delta\theta_p = 0$. On peut donc déterminer des coupures raisonnables : $|\Delta p_K| < 16$ GeV/c, $|\Delta\theta_p| < 0.04$ rd et $|\Delta\theta_K| < 0.004$ rd qui permettent

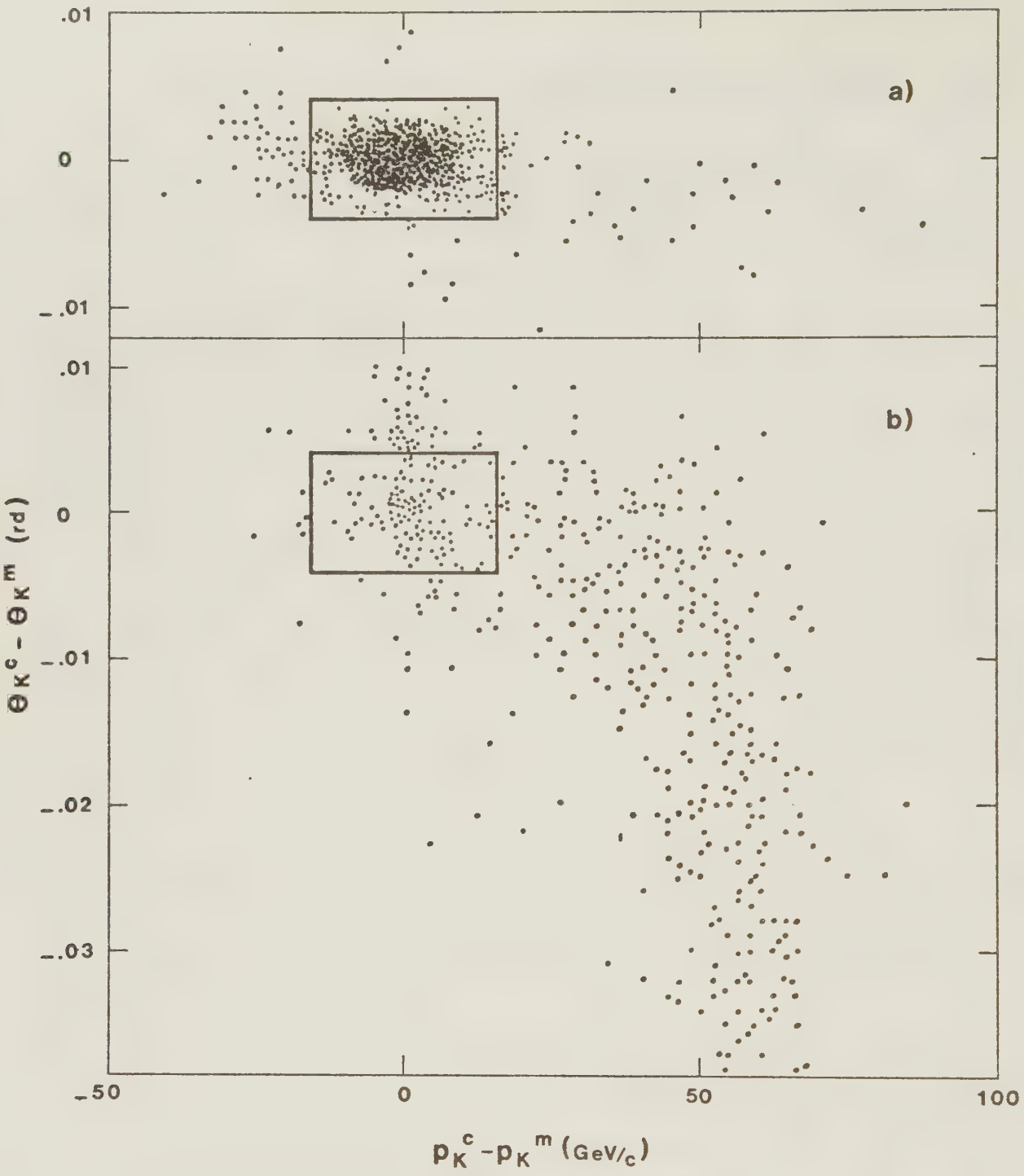


Fig. II.1

Distribution de la différence $\Delta\theta_K = \theta_K^c - \theta_K^m$ *entre les valeurs calculées et mesurées de l'angle de diffusion du* K^-*, en fonction de la différence* $\Delta p_K = p_K^c - p_K^m$ *entre les valeurs calculées et mesurées de l'impulsion du* K^-*, a) pour les événements élastiques ayant satisfait l'ajustement cinématique à quatre contraintes, et b) pour les événements à deux branches comportant un proton mais n'ayant pas satisfait l'ajustement cinématique (on a indiqué en trait plein les coupures choisies pour récupérer dans ce lot les événements élastiques y ayant été classés par erreur).*

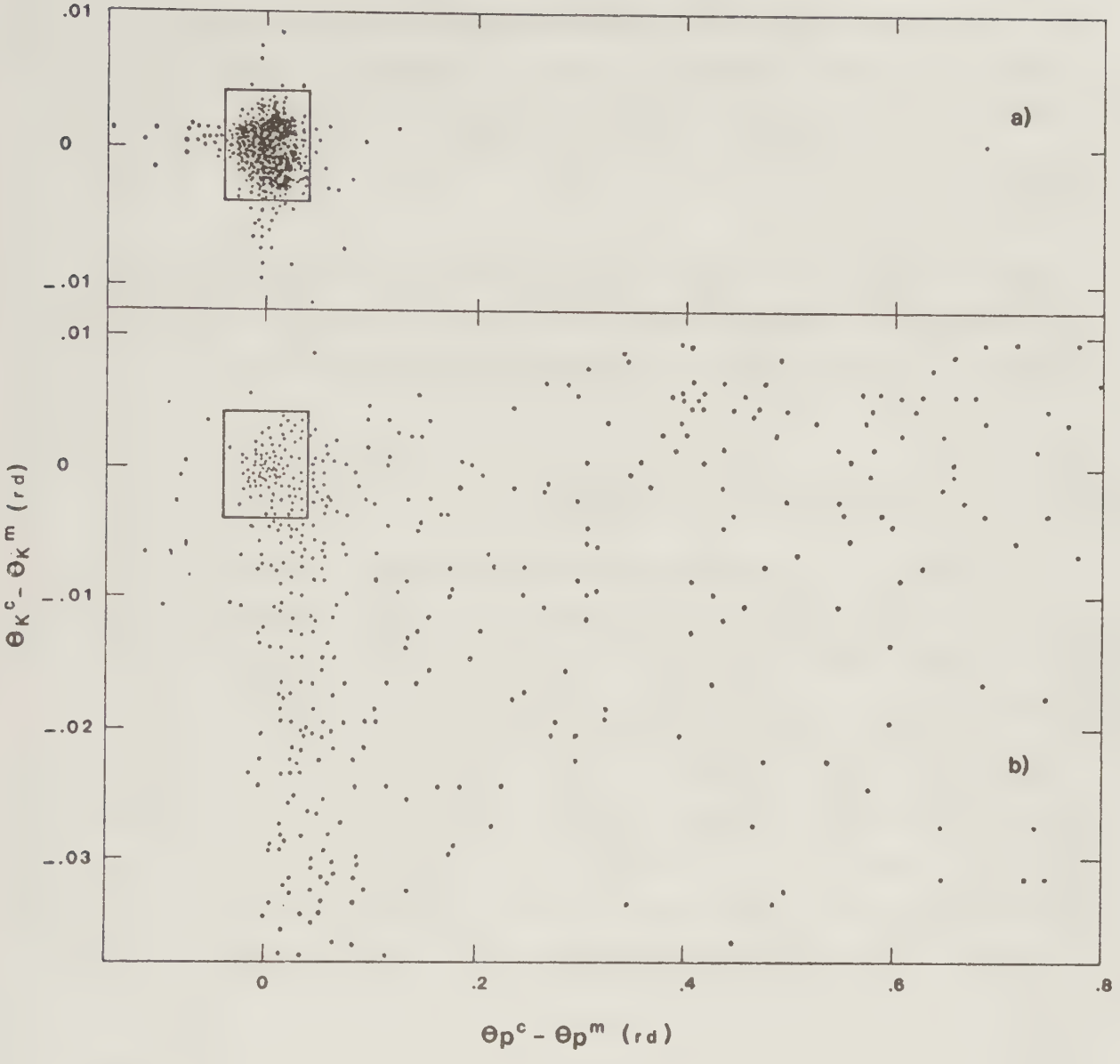


Fig. II.2

Distribution de la différence $\Delta\theta_K = \theta_K{}^c - \theta_K{}^m$ entre les valeurs calculées et mesurées de l'angle de diffusion du K^-, en fonction de la différence $\Delta\theta_p = \theta_p{}^c - \theta_p{}^m$ entre les valeurs calculées et mesurées de l'angle de diffusion du proton, a) pour les événements élastiques ayant satisfait l'ajustement cinématique à quatre contraintes, et b) pour les événements à deux branches comportant un proton mais n'ayant pas satisfait l'ajustement cinématique (on a indiqué en trait plein les coupures choisies pour récupérer dans ce lot les événements élastiques y ayant été classés par erreur).

d'éliminer du lot des interactions inélastiques 63 événements ainsi reconnus élastiques (soit environ 6,2% des élastiques). Il est par ailleurs intéressant de noter qu'une grande part de ces événements s'étaient vu associer à tort un γ peu énergique avec une mauvaise probabilité (cette possibilité de contamination sera étudiée en détail lors de la détermination de la section efficace de production de γ).

- Les événements non mesurables (environ 15% des événements à deux traces chargées) ont enfin été supposés répartis suivant le même rapport que les événements mesurés.

II.1.2 Efficacité de l'examen des clichés

Soient N_1 et N_2 les nombres d'interactions qui sont vues respectivement au premier et au deuxième examen, soit n_{12} le nombre d'interactions qui sont vues à la fois au premier et au deuxième examen, et soit N_{12} le nombre d'interactions qui sont vues au moins à l'un des deux examens (ces nombres sont liés par la relation $N_1 + N_2 = N_{12} + n_{12}$). En supposant que les deux examens sont statistiquement indépendants, on en déduit leur efficacité respective $\varepsilon_1 = n_{12}/N_2$ et $\varepsilon_2 = n_{12}/N_1$, ainsi que l'efficacité finale ε qui vérifie alors la relation $(1 - \varepsilon) = (1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2)$. On obtient ainsi :

$$\varepsilon = \frac{n_{12}\, N_{12}}{N_1\, N_2}$$

et l'erreur correspondante :

$$\Delta\varepsilon = \frac{N_{12}}{N_1\, N_2}\left[\frac{(N_{12}-N_2)^2}{N_1} + \frac{(N_{12}-N_1)^2}{N_2} + \frac{(N_{12}-n_{12})^2}{N_{12}}\right]^{1/2}$$

Les efficacités ainsi calculées (Table II.1) sont proches de 99%, sauf pour les événements à deux branches (perte des protons à trace trop courte) et pour les événements à zéro branche (annihilation de charge).

n	N_{12}	ε	N	N'	N''	σ_n (mb)
0	52	0,903 ±0,132	57,6 ±19,3	58,2 ±19,7		0,067 ±0,023
2 Total	2741	(0,935) (±0,030)	2950 ± 101	2979 ± 103	3698 ± 177	4,40 ±0,24 (4,24) (±0,22)
2 él.	1185	0,898 ±0,040	1317 ± 70	1330 ± 71	1947 ± 142	2,53 ±0,17 (2,23) (±0,17)
2 inél.	1556	0,952 ±0,035	1633 ± 73	1649 ± 74	1751 ± 105	1,87 ±0,21 (2,01) (±0,13)
4	4128	0,990 ±0,004	4168 ± 80	4180 ± 82		4,79 ±0,14
6	4144	0,994 ±0,003	4168 ± 75	4168 ± 77		4,78 (±0,13)
8	3000	0,994 ±0,004	3019 ± 65	3008 ± 66		3,45 ±0,10
10	1596	0,991 ±0,006	1610 ± 49	1596 ± 50		1,83 ±0,07
12	673	0,993 ±0,009	677,6 ± 31,3	668,3 ± 31,9		0,77 ±0,04
14	176	0,997 ±0,012	176,6 ± 15,1	171,5 ± 15,4		0,20 ±0,02
16	67	1,00 ±0,03	67,0 ±12,6	65,9 ±12,9		0,076 ±0,015
18	9	1,00 ±0,16	9,0 ±5,6	8,4 ±5,7		0,010 ±0,006
20	4	1,00 ±0,35	4,0 ±3,2	3,9 ±3,3		0,0045 ±0,0038
inél.	15405		15590 ± 160	15577 ± 160	15679 ± 177	17,85 ± 0,18 (17,98) (± 0,43)
Total	16590		16907 ± 175	16907 ± 175	17626 ± 227	20,38 ± 0,05 (20,22) (± 0,50)

- Table II.1 -

Nombre d'événements observés (N_{12}), efficacité (ε), nombre d'événements corrigé par l'efficacité (N), nombre d'événements corrigé pour les V° et γ près du vertex (N'), nombre d'événements corrigé pour les protons à courte trace (N''), et section efficace correspondante en fonction de la topologie chargée.

Pour les événements à deux traces chargées, il doit être tenu compte de l'impossibilité d'observer les protons de très faible impulsion. Par contre, pour des impulsions intermédiaires, les événements sont plus difficiles à voir mais tout de même en principe décelables. Un nombre d'autant plus important d'événements à proton peu énergique sont donc oubliés lors de l'examen des clichés, mais la correction ne devant toutefois pas être effectuée deux fois l'efficacité des examens doit, pour les événements à deux traces chargées, être estimée dans la région cinématique où il n'y a pas à appliquer cette correction (cette région est décrite dans la sous section suivante).

L'efficacité finale étant par ailleurs définie par $\varepsilon = N_{12}/N$, où N est le nombre réel d'interactions qui se sont produites, on en déduit enfin :

$$N = \frac{N_1 \, N_2}{n_{12}}$$

et l'erreur correspondante :

$$\Delta N = \frac{N_1 \quad N_2}{(n_{12})^2} \left[\frac{(N_{12}-N_2)^2}{N_1} + \frac{(N_{12}-N_1)^2}{N_2} + N_{12} \right]^{1/2}$$

Les nombres d'interactions observées (N_{12}) et les nombres réels d'interactions (N) sont indiqués dans la table II.1 pour chaque topologie chargée.

Dans le cas des événements à deux traces chargées pour lesquels l'efficacité est estimée dans une région cinématique restreinte, on suppose que (mise à part la correction des protons à trace courte) l'efficacité réelle est indépendante de l'impulsion du proton. On utilise alors :

$$N = \frac{N_{12}}{\varepsilon} \quad \text{et} \quad \Delta N = \left[\frac{N_{12}}{\varepsilon^2} + \frac{(N_{12})^2}{\varepsilon^4} (\Delta\varepsilon)^2 \right]^{1/2}$$

II.1.3 Protons à trace courte

De façon à évaluer le nombre des événements à deux branches perdus à cause d'un proton peu énergique non vu, on étudie la distribution du transfert d'énergie-impulsion entre le proton initial et le proton final pour les événements à deux branches vus dont la trace sortante positive est un proton. La figure II.3 montre, pour les événements élastiques mesurés, cette distribution du transfert t qui est approximativement de la forme : $d\sigma/dt = A \exp(-b|t|)$. La perte des protons à trace courte, caractérisée par le creux dans la distribution vers les basses valeurs de $|t|$, est ici très nette. Les interactions élastiques K-p à 70 GeV/c ont par ailleurs été étudiées très en détail par une expérience de compteurs [2.2], qui a déterminé plus précisément la forme de la distribution pour $|t| < 1,5$ GeV^2 :

$$\frac{d\sigma}{dt} = A \exp(-b|t| + c|t|^2)$$

avec $b = 8,8 \pm 0,4$ GeV^{-2} et $c = 2,2 \pm 1,1$ GeV^{-4}. Nous avons donc choisi de normaliser une fonction de cette forme sur la région $|t| > 0,08$ GeV^2 de notre distribution expérimentale, puis d'en déduire par différence le nombre d'événements perdus dans la région $|t| < 0,08$ GeV^2. On voit sur la figure II.3 que l'ajustement obtenu est très bon. La correction ainsi calculée correspond à $46,4 \pm 4,7\%$ des événements élastiques ; cette correction a donc été appliquée au total des événements élastiques (table II.1) en supposant que la perte est la même pour les événements élastiques non mesurables.

Certains des événements à deux branches inélastiques peuvent également comporter un proton peu énergique et difficilement visible. Ceci ne se produit en fait que dans la configuration bien particulière de la diffraction du K- incident. La figure II.4 montre la distribution de la masse manquante au proton pour les événements inélastiques à deux

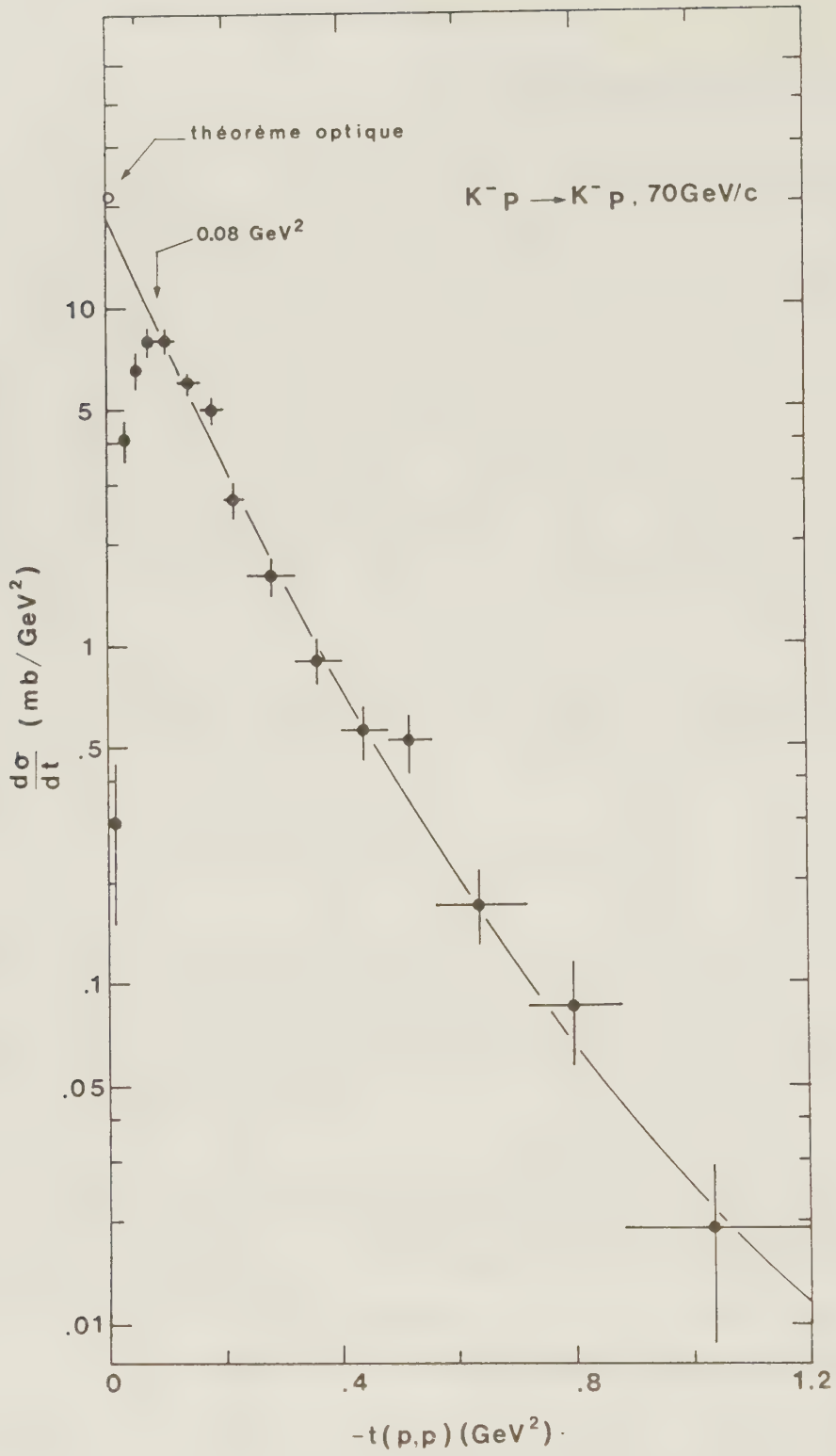


Fig. II.3

Distribution du transfert d'énergie-impulsion t entre le proton initial et le proton final pour les événements élastiques. Le point calculé sur la base du théorème optique a été indiqué. La courbe en trait plein représente la forme de la distribution mesurée par une expérience de compteurs à haute statistique [2.2], normalisée à nos données au dessus de $|t| = 0{,}08$ GeV^2.

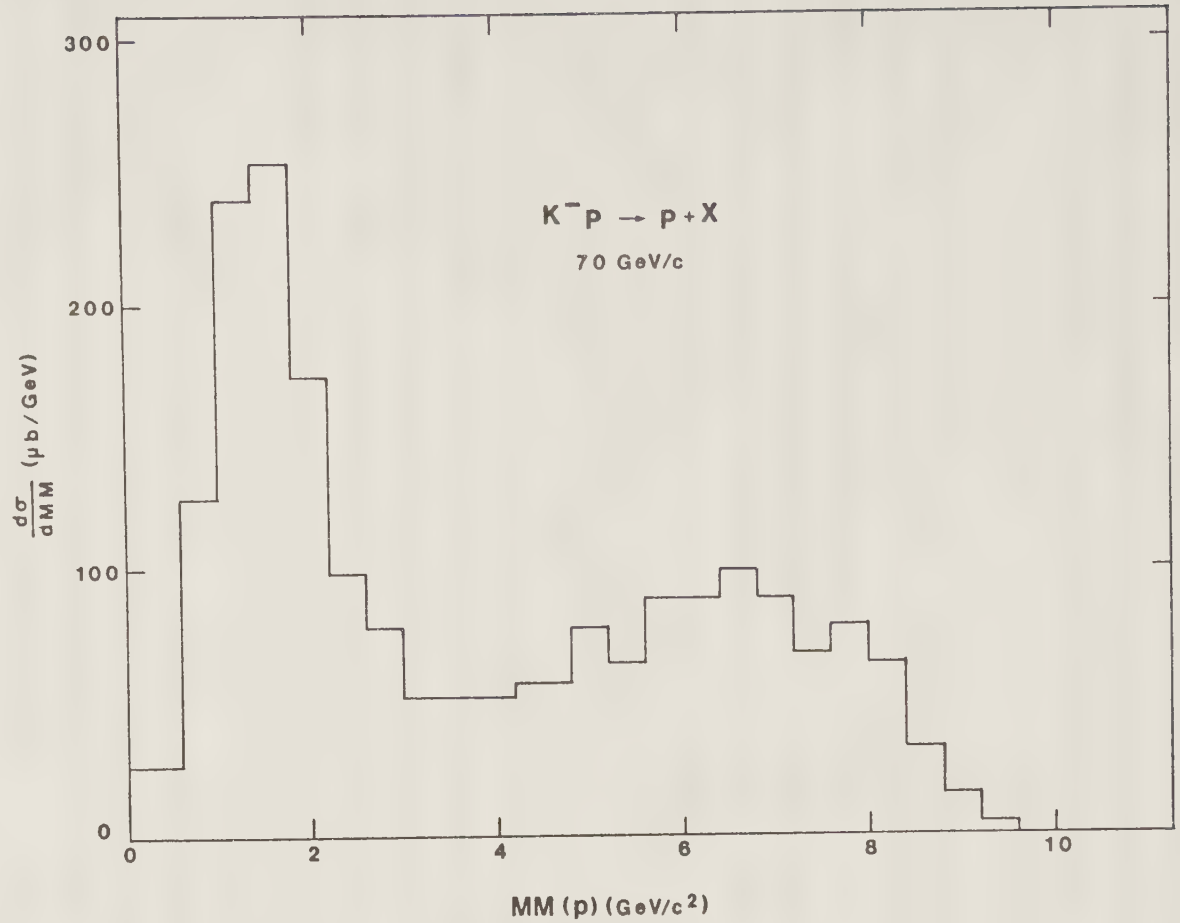


Fig. II.4

Distribution de la masse manquante au proton dans les événements à deux branches inélastiques. On distingue nettement au dessous de 3 GeV/c², l'effet de seuil très prononcé caractéristique de la diffraction du K^- incident.

branches. On y voit clairement au dessous de 3 GeV/c^2 le pic caractéristique de la diffraction du K- ; la distribution du transfert d'énergie-impulsion doit donc être étudiée séparément pour les événements diffractifs et pour les événements non diffractifs. Il est par ailleurs important de tenir compte du fait que, pour les événements inélastiques, le transfert possède une valeur minimum t_{min} dépendant de la masse manquante au proton.

La figure II.5.a montre, pour les événements inélastiques du pic de diffraction du K-, la distribution du transfert réduit $t' = t - t_{min}$ qui est approximativement de la forme $d\sigma/dt' = A \exp(-b|t'|)$. La perte des protons peu énergiques y est très nette. La loi exponentielle simple n'étant qu'une première approximation, et ces événements diffractifs étant assez semblables aux événements élastiques, nous avons choisi de normaliser la fonction déjà utilisée pour ces derniers sur la région $|t'| > 0{,}08$ GeV^2 de notre distribution expérimentale. On peut voir sur la figure II.5.a que l'ajustement obtenu est très bon, ce qui justifie la méthode utilisée. La correction ainsi calculée correspond à $6{,}2 \pm 1{,}3\%$ des événements inélastiques à deux branches ; cette correction a donc été appliquée (table II.1) en supposant que la perte est la même pour les événements non mesurables.

La figure II.5.b montre, pour les événements inélastiques situés hors du pic de diffraction du K-, la distribution du transfert réduit t'. Comme attendu, aucune perte notable n'est décelable ici ; la description de la distribution par une simple exponentielle semble par ailleurs assez bonne dans ce cas.

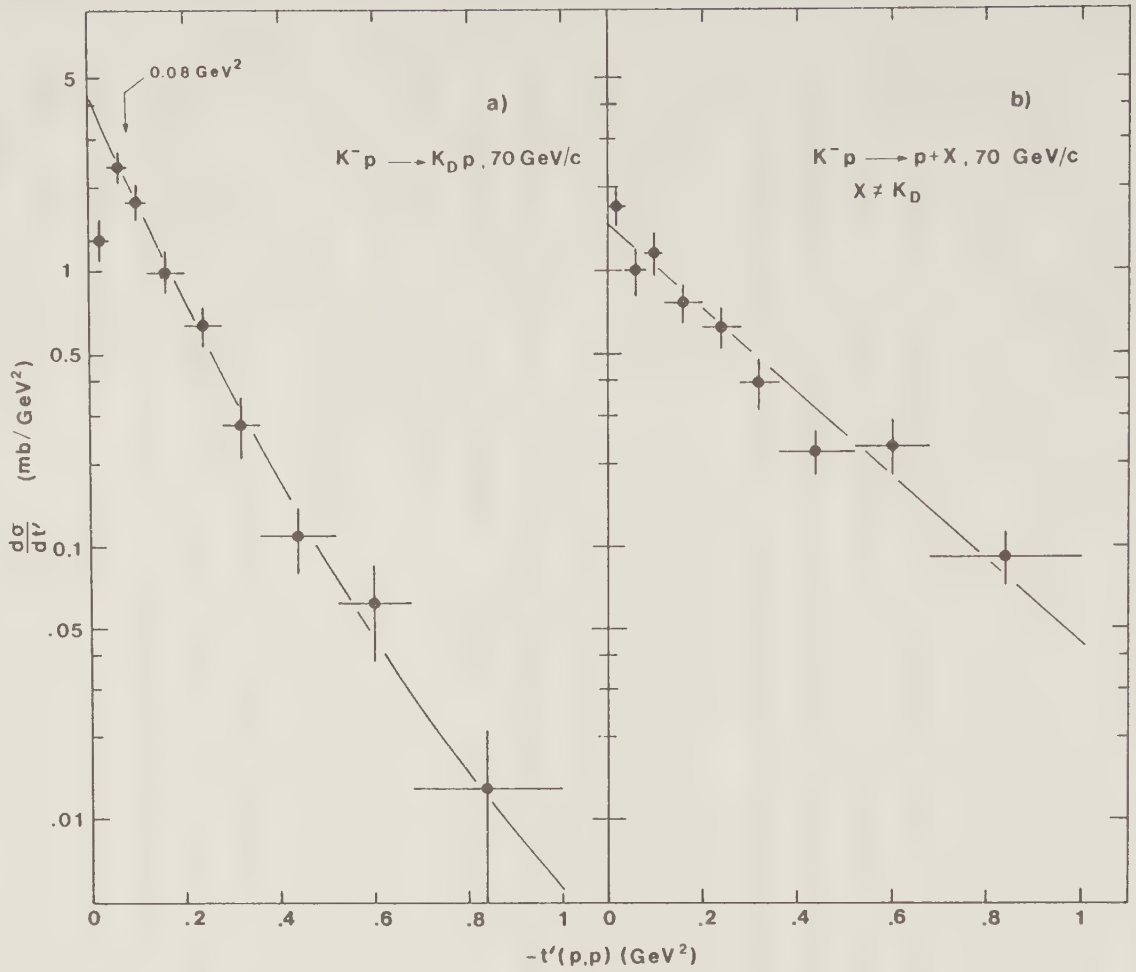


Fig. II.5

a) Distribution du transfert réduit $t' = t - t_{min}$ entre le proton initial et le proton final pour les événements inélastiques à deux branches situés dans la région de diffraction du K^- incident. La courbe en trait plein représente la forme de la distribution pour les événements élastiques, normalisée au dessus de $|t'| = 0{,}08$ GeV².

b) Distribution du transfert réduit t' pour les événements inélastiques à deux branches situés hors de la région de diffraction du K^- incident. La courbe en trait plein représente une fonction exponentielle ajustée aux données.

II.1.4 Topologies impaires

L'apparence d'une topologie impaire peut être due, soit à un proton de recul qui n'est pas vu, soit à une réinteraction non discernable très près du vertex principal, soit à une désintégration d'un K- incident dans le mode K- —> π- π+ π-.

Les événements à une branche sont en fait des événements à deux branches comportant un proton de recul non vu. Nous n'avons bien entendu pas tenu compte de ce type d'événements (très difficiles à voir quand la trace sortante négative est peu déviée par rapport au K- incident) puisque la correction correspondante a déjà été effectuée de façon plus efficace à l'aide des distributions de transfert d'énergie-impulsion.

Les événements à trois branches constituent la majorité des topologies impaires. Connaissant la section efficace totale d'interaction K-p à 70 GeV/c, on calcule aisément la probabilité d'interaction pour un K- qui traverse le volume INVOL (long de 230 cm) : $p_1 = 0,157$. Connaissant la longueur de désintégration des K- (527 m) et le rapport de branchement dans le mode K- —> π- π+ π- (0,0559), on peut calculer également la probabilité de désintégration pour un K- qui traverse le volume INVOL : $p_2 = 0,243\ 10^{-3}$. On en déduit alors, en fonction du nombre total d'interactions observées, que le nombre de désintégrations dans ce mode doit être environ 26. Par ailleurs, le nombre de branches étant faible, la probabilité de ne pas déceler une réinteraction située près du vertex principal est en fait pratiquement négligeable. Nous avons donc estimé que, mis à part les 26 désintégrations de K- attendues, tous les événements à trois branches observés devaient être des événements à quatre branches comportant un proton de recul non vu, et nous les avons donc inclus dans la catégorie correspondante (contrairement au cas des événements à une branche qui sont très difficiles à déceler, ce principe de correction est ici plus simple que l'extrapolation de la distribution du transfert réduit t').

Les événements à cinq branches, bien moins nombreux que ceux à trois branches, ne peuvent être dus qu'à des protons de recul non vus ou à des réinteractions près du vertex principal. La probabilité de ne pas voir une réinteraction étant ici encore limitée, nous avons inclus ces événements dans la catégorie des interactions à six branches.

Les événements à sept, neuf, onze et treize traces peuvent provenir, dans une proportion non négligeable, de la non observation d'une réinteraction située près du vertex principal. Mais leur nombre ne dépasse pas 1% des nombres d'événements observés dans les topologies paires immédiatement supérieures, et ne dépasse pas non plus le quart des erreurs statistiques correspondantes. Nous avons en fait inclus ces événements dans les topologies paires immédiatement supérieures, comme s'il s'agissait d'événements avec proton de recul non vu, mais les erreurs introduites par cette approximation grossière sont assurément négligeables.

Enfin, aucune interaction à topologie impaire supérieure à treize branches n'a été observée.

II.1.5 Paires de Dalitz

Le temps de vie du π^0 étant très court ($\tau = 0{,}87\ 10^{-16}$ s), son parcours est toujours inobservable dans la chambre à bulles et les γ de désintégration pointent sur le vertex principal. Les paires de Dalitz (paires électron-positon provenant du mode de désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma$ e+ e-) sont de même toujours considérées comme rattachées à l'apex et la topologie de l'événement est ainsi artificiellement augmentée de deux traces. La correction correspondante peut être estimée en déterminant (à partir des événements comportant des γ) le nombre moyen de π^0 produits par événement, et en utilisant le rapport de branchement du mode de désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma$ e+ e- (0,0116). Mais les paires de Dalitz sont identifiées dès que l'une des particules spiralise (c'est à dire pour une impulsion

inférieure à 500 MeV/c environ) ; un bon nombre des événements comportant de telles paires ont donc été repérés lors de l'examen des clichés, et ils ont été classés dans la topologie paire immédiatement inférieure. Lorsque l'on compare le nombre des événements ainsi repérés avec le nombre de paires de Dalitz estimé d'après les désintégrations de π^0, on constate que la différence représente une correction complètement négligeable ; nous n'en avons donc pas tenu compte.

II.1.6 V^0 et γ près du vertex principal

Lorsqu'on ne peut pas distinguer un V^0 ou γ du faisceau de traces chargées issues de l'interaction, la topologie est également augmentée à tort de deux traces. Une étude rapide de la distribution de la distance entre les V^0 ou γ et le vertex primaire associé montre que le pourcentage d'événements ainsi inclus à tort dans la topologie paire supérieure est de l'ordre de 1%. Cette correction approximative (à la limite d'être négligeable) a donc été appliquée aux nombres d'événements de la table II.1.

II.1.7 Calcul des sections efficaces topologiques

Comme cela a été dit précédemment, le principe adopté consistait à calculer les sections efficaces topologiques en normalisant le total des événements à la section efficace totale mesurée par une expérience de compteurs. Toutefois, de légères corrections complémentaires ont dû être appliquées pour tenir compte de la normalisation des événements élastiques à la section efficace mesurée avec précision par les expériences de compteurs : $\sigma_{el} = 2,53 \pm 0,17$ mb [2.2]. En effet, le calcul directement effectué aboutit à $0,865 \pm 0,011$ évts/μb et à $\sigma_{el} = 2,25 \pm 0,16$ mb (on voit sur la figure II.3 que la

normalisation de la distribution $d\sigma/dt$ passe nettement en dessous du point calculé sur la base du théorème optique [2.3]).

- Dans une première étape, on peut supposer que cette difficulté est uniquement due à la répartition des événements à deux branches en élastiques et inélastiques (on a dû supposer que la répartition est la même pour les événements non mesurables, ce qui n'est pas forcément exact). On doit alors calculer ainsi la section efficace des deux branches $\sigma_{2T} = 4,27 \pm 0,21$ mb, puis en retrancher $\sigma_{el} = 2,53 \pm 0,17$ mb pour obtenir la section efficace des deux branches inélastiques $\sigma_2 = 1,74 \pm 0,27$ mb.

- Dans une deuxième étape, on peut supposer que la difficulté est uniquement due à une mauvaise estimation des pertes de protons à courte trace (on a dû supposer que la perte est la même pour les événements non mesurables, ce qui n'est pas forcément exact). Les pertes étant très faibles pour les événements inélastiques, on peut alors normaliser le total des événements inélastiques à la section efficace inélastique. On obtient ainsi $0,878 \pm 0,013$ évts/μb et $\sigma_2 = 1,99 \pm 0,12$ mb, puis (en ajoutant $\sigma_{el} = 2,53 \pm 0,17$ mb) $\sigma_{2T} = 4,52 \pm 0,27$ mb.

- Finalement, nous avons supposé que les deux effets décrits entraient en jeu et nous avons adopté une normalisation intermédiaire : $0,871 \pm 0,018$ évts/μb. On calcule alors les sections efficaces σ_n pour $n \neq 2$; puis, sachant que la section efficace inélastique est $\sigma_{inel} = 17,85 \pm 0,18$ mb, on en déduit $\sigma_2 = 1,87 \pm 0,21$ mb ; enfin, en ajoutant $\sigma_{el} = 2,53 \pm 0,17$ mb, on obtient $\sigma_{2T} = 4,40 \pm 0,24$ mb. Les valeurs ainsi normalisées sont reportées dans la table II.1, où on a également mentionné entre parenthèses les valeurs obtenues directement sans tenir compte de cette correction complémentaire des événements à deux branches.

II.1.8 Moments de la distribution de multiplicité chargée

De façon à limiter le nombre de paramètres, on peut en un premier temps caractériser la distribution des sections efficaces topologiques par sa valeur moyenne :

$$< n > = \Sigma n \, \sigma_n / \Sigma \, \sigma_n = 6,22 \pm 0,06 \quad ,$$

et par ses principaux moments centraux :

$$\mu_k = < (n - < n >)^k >$$

dont le premier : $\mu_2 = 8,08 \pm 0,19$ est le carré de la dispersion : $D = 2,84 \pm 0,03$. On utilise aussi communément les coefficients de corrélation à deux particules :

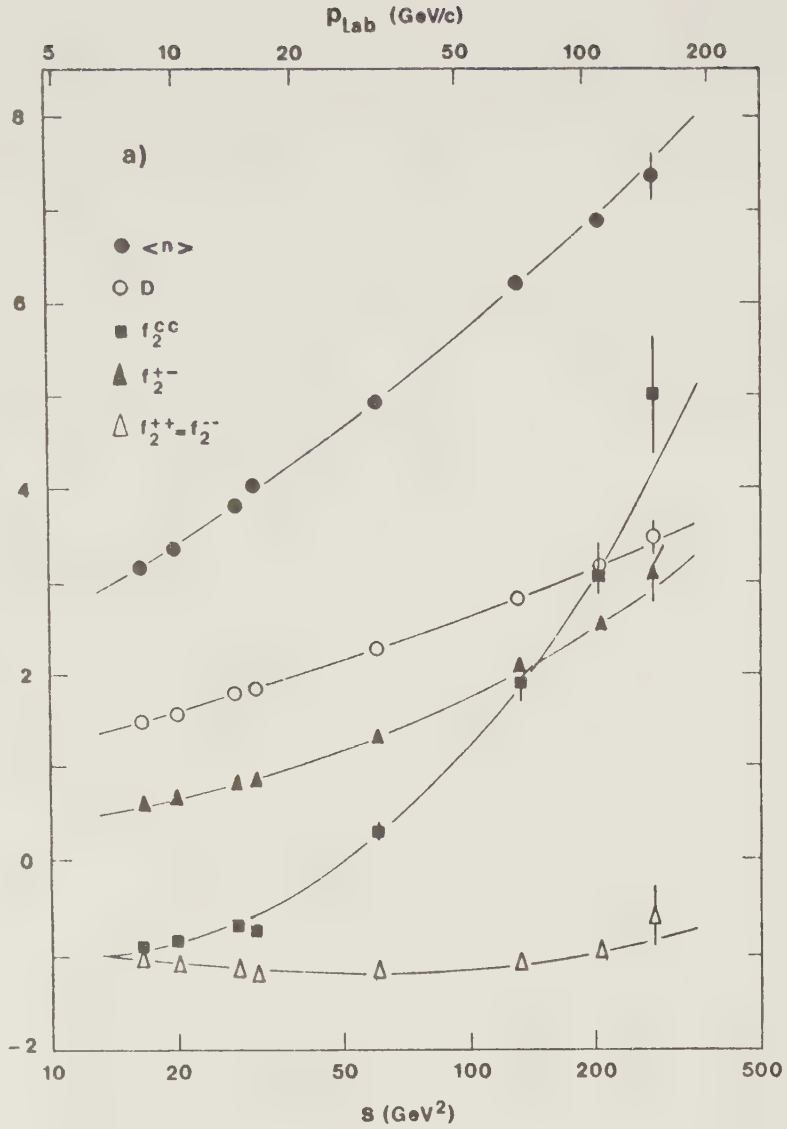
$$f_2^{ij} = < n_i \, n_j - < n_i > \, < n_j > > \quad \text{pour } i \neq j,$$

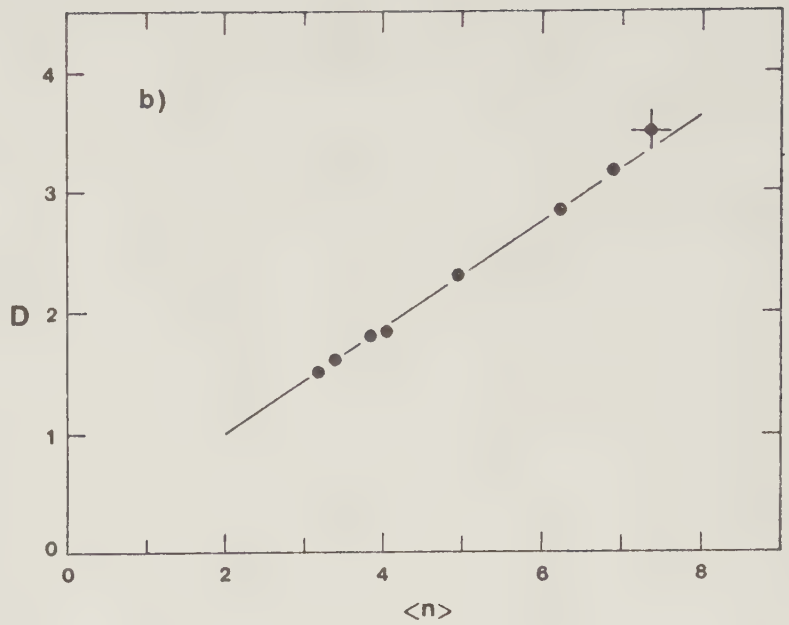
et $$f_2^{ii} = < n_i \, (n_i - 1) - < n_i >^2 >,$$

dont les valeurs sont respectivement :

$$f_2^{cc} = D^2 - < n > = 1,86 \pm 0,22$$
$$f_2{+-} = D^2/4 = 2,02 \pm 0,05$$
$$f_2{++} = f_2{--} = D^2/4 - < n > /2 = -1,09 \pm 0,06.$$

La dépendance en énergie de ces coefficients est représentée sur la figure II.6.a où sont reportées les données entre 8,25 et 147 GeV/c [2.4-8]. La dépendance en énergie de $< n >$ est à peu près linéaire en Log(s) (s est le carré de l'énergie totale du système K-p), mais la description par une telle paramétrisation n'est en fait qu'une première approximation correspondant à $\chi^2/NDL = 34/6$. Un terme supplémentaire peut être ajouté, soit de la forme $s^{-1/2}$ (ou $s^{-1/2}$ Log(s)) si on suppose que la limite linéaire n'est atteinte qu'à plus haute énergie [2.9], soit de la forme $Log^2(s)$ si on se base sur la bonne description expérimentale obtenue pour les interactions pp aux énergies plus élevées des anneaux de collision ISR





a) Dépendance en énergie de la multiplicité chargée moyenne $<n>$, de la dispersion D et des coefficients de corrélation f_2^{cc}, f_2^{+-} et $f_2^{++} = f_2^{--}$.

b) Variation de la dispersion D en fonction de $<n>$.

Les courbes reportées correspondent à l'ajustement décrit dans le texte.

Fig. II.6

[2.10]. Ces diverses paramétrisations sont en fait équivalentes dans la gamme d'énergies considérée, et nous avons choisi d'utiliser un terme quadratique en Log(s) :

$$< n > = a + b \, Log(s) + c \, Log^2(s). \qquad (1)$$

L'ajustement ainsi obtenu est tout à fait satisfaisant et correspond à a = 0,531 ± 0,262, b = 0,654 ± 0,144, c = 0,103 ± 0,019 et χ^2/NDL = 5,3/5 .

La dépendance en énergie de D présente les mêmes caractéristiques que celle de < n > ; l'ajustement d'une fonction linéaire en Log(s) conduit à une description médiocre avec χ^2/NDL = 49/6 ; l'ajustement d'une fonction de la forme (1) est par contre satisfaisant et correspond à a = 0,745 ± 0,157, b = 0,064 ± 0,085, c = 0,074 ± 0,011 et χ^2/NDL = 5,0/5 .

La dispersion D est également assez bien décrite (fig. II.6.b) par une dépendance linéaire en fonction de < n > [2.11] :

$$D = A < n > - B = A (< n > - \alpha). \qquad (2)$$

Une légère difficulté apparait toutefois à propos du point correspondant à l'expérience K-p à 16 GeV/c : ce point est assez nettement décalé par rapport à l'alignement des autres (en particulier celui de 14,3 GeV/c) et, l'erreur correspondante étant très petite, l'ajustement obtenu n'est pas très bon χ^2/NDL = 25/6 dont 17/1 pour le point de 16 GeV/c). Remarquant alors que l'adjonction d'un terme quadratique en < n > n'améliorait pas sensiblement l'ajustement (χ^2/NDL = 16/5 dont 8/1 pour le point de 16 GeV/c), nous avons effectué l'ajustement sans tenir compte de la valeur à 16 GeV/c. L'ajustement ainsi obtenu est tout à fait satisfaisant et modifie relativement peu les paramètres ; il correspond à A = 0,443 ± 0,007, B = -0,094 ± 0,027, α = -0,211 ± 0,058 et χ^2/NDL = 2,8/5 . La pente A est nettement différente de la valeur

obtenue pour les interactions pp : 0,57 ± 0,01 [2.11] (cette différence n'est pas uniquement due à la présence des interactions K-p à zéro branche, car la pente A calculée en ne tenant pas compte de cette topologie est 0,50 ± 0,01, c'est à dire toujours plus petite que la valeur en pp). Ceci montre que, même si les variations observées entre les pentes A des différents types d'interactions doivent disparaitre à haute énergie, cette universalité asymptotique n'est tout du moins pas atteinte dans la gamme d'énergies considérée (cet effet est en partie relié à la différence observée pour les distributions de KNO, comme on va le voir dans ce qui suit).

L'ajustement simultané de fonctions de la forme (1), liées d'après la relation (2), aux dépendances de $< n >$ et D conduit à : a = 0,858 ± 0,212, b = 0,473 ± 0,115 et c = 0,127 ± 0,015 pour $< n >$, a = 0,483 ± 0,131, b = 0,207 ± 0,054 et c = 0,056 ± 0,008 pour D, A = 0,438 ± 0,008, B = −0,107 ± 0,031, α = −0,244 ± 0,066 et χ^2/NDL = 14,7/11 (dont 8,0/2 pour les valeurs de 16 GeV/c). Les courbes correspondantes sont reportées sur la figure II.6.a. Les coefficients de corrélation f_2, étant par ailleurs reliés à $< n >$ et D de façon simple, sont automatiquement décrits par cet ajustement ; les courbes correspondantes sont également reportées sur les figures II.6.a et b.

II.1.9 Invariance de KNO

L'invariance d'échelle décrite par Koba, Nielsen et Olesen (KNO) est généralement reconnue comme bien établie. Cette invariance est liée à la variation de $< n >$ en Log(s) et à l'indépendance en énergie du rapport $D/< n >$ (qui ne sont en fait pas tout à fait vérifiées) ; elle exprime que les multiplicités des topologies chargées :

$$P_n = \sigma_n/\sigma_{inel}$$

sont liées par une relation de la forme :

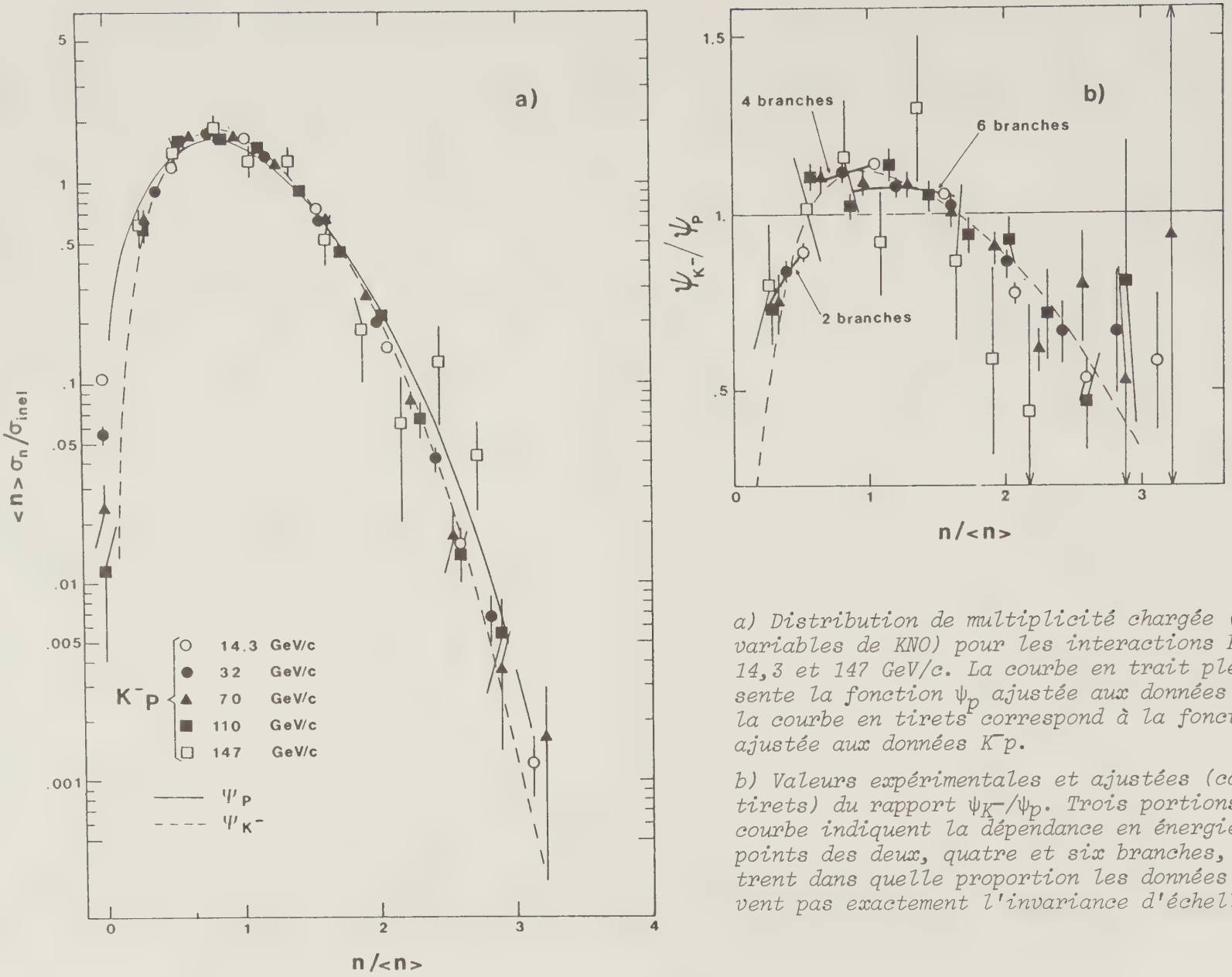
$$< n > P_n = \psi (n/ < n >)$$

où ψ est inconnue mais unique. Plus précisément, ψ est unique pour un type de particules donné, mais rien n'impose a priori qu'elle soit indépendante de la particule incidente considérée (cette propriété ne peut être introduite que par des hypothèses supplémentaires [2.12]).

La figure II.7.a montre la distribution des multiplicités chargées (dans les variables de KNO) pour les interactions K-p entre 14,3 et 147 GeV/c. L'invariance d'échelle semble bien vérifiée et on peut ajuster aux données une courbe analytique de la forme arbitraire :

$$\psi(z) = (\alpha_1 z + \alpha_3 z^3 + \alpha_5 z^5 + \alpha_7 z^7) \exp(-\beta z)$$

déjà utilisée pour les interactions pp entre 50 et 300 GeV/c [2.13]. On aboutit ainsi à $\alpha_1 = -0,35 \pm 0,26$, $\alpha_3 = 53,54 \pm 1,77$, $\alpha_5 = -11,69 \pm 0,29$, $\alpha_7 = 0,653 \pm 0,024$, $\beta = 3,225 \pm 0,030$ et $\chi^2/NDL = 104/38$ (dont 40/6 pour les points de 14,3 GeV/c). Bien que la fonction correspondant à ces valeurs semble décrire très bien les données expérimentales dans leur ensemble (courbe en tirets sur la figure II.7.a), il est évident que l'ajustement reste assez médiocre dans le détail. Les points de 14,3 GeV/c étant les plus mal décrits, on peut penser qu'ils correspondent à une région de trop basse énergie où l'invariance d'échelle n'est pas vérifiée ; l'ajustement analogue au précédent, mais entre 32 et 147 GeV/c, aboutit à des valeurs assez proches des paramètres précédents et à $\chi^2/NDL = 49/32$. Ce résultat est bien meilleur, mais la procédure qui consiste à supprimer tous les points de 14,3 GeV/c (qui ont des erreurs très petites) reste d'autant plus douteuse que les valeurs correspondantes de $< n >$ et D s'intègrent parfaitement dans la dépendance en énergie décrite dans la sous-section précédente (figure II.6).



a) Distribution de multiplicité chargée (dans les variables de KNO) pour les interactions K^-p entre 14,3 et 147 GeV/c. La courbe en trait plein représente la fonction ψ_p ajustée aux données pp, et la la courbe en tirets correspond à la fonction ψ_{K^-} ajustée aux données K^-p.

b) Valeurs expérimentales et ajustées (courbe en tirets) du rapport ψ_{K^-}/ψ_p. Trois portions de courbe indiquent la dépendance en énergie des points des deux, quatre et six branches, et montrent dans quelle proportion les données ne suivent pas exactement l'invariance d'échelle.

Fig. II.7

Cette difficulté mise à part, la comparaison des données K-p à 70 GeV/c avec les données pp à 69 GeV/c semble indiquer des différences notables. Plus généralement, la fonction $\psi_p(z)$ ajustée aux données pp [2.13] est assez différente de la fonction $\psi_{K^-}(z)$ correspondant aux valeurs précédentes des paramètres. Ainsi, la fonction $\psi_p(z)$ normalisée aux données K-p (courbe en trait plein sur la figure II.7.a) correspond à $\chi^2/NDL = 705/38$ (dont 421/6 pour les points de 14,3 GeV/c). Cette différence est illustrée par la figure II.7.b où les valeurs expérimentales et ajustées du rapport $\psi_{K^-}(z)/\psi_p(z)$ sont reportées en fonction de $z = n/\langle n \rangle$. Le rapport atteint 1,15 vers z=1 et décroit au dessous de 0,7 pour z = 2,5. Cet effet, qui a déjà été mentionné [2.14], montre que l'invariance d'échelle de KNO s'applique assez bien pour un type de réaction donné, mais que la fonction n'est pas universelle et dépend au moins de la particule incidente. Il se pourrait que la distribution de multiplicité totale (incluant les particules neutres, donc très difficile à obtenir expérimentalement) vérifie l'invariance de KNO avec une fonction universelle, et que les différences observées soient dues à des contributions différentes des particules neutres. Il se pourrait également par exemple que les processus diffractifs ne suivent pas la même invariance d'échelle et soient à déduire des distributions de multiplicité (mais une telle étude nécessiterait une très bonne connaissance des composantes diffractives intervenant dans les diverses interactions et dans une gamme d'énergie assez étendue [2.15]).

La figure II.7.b est par ailleurs assez bien adaptée pour apprécier la difficulté rencontrée à propos de l'ajustement médiocre de la courbe ψ_{K^-} . A cet effet, trois portions de courbe en trait plein ont été tracées sur cette figure pour représenter la dépendance en énergie des points correspondants aux événements à deux, quatre et six branches. On voit clairement que ces portions de courbe, bien que n'étant jamais très éloignées de la courbe représentant ψ_{K^-} , ne la suivent pourtant pas tout à fait, compte tenu des erreurs relativement faibles. Sachant que l'invariance d'échelle de KNO est liée à

la dépendance linéaire de $< n >$ et D en Log(s), et ayant vu que cette dépendance n'est vérifiée qu'en première approximation, on ne s'étonne alors pas de constater que l'invariance de KNO n'est elle aussi vérifiée qu'approximativement.

Une modification de la formule classique de KNO a été proposée [2.16] dans le but d'en étendre le domaine de validité à des énergies plus basses (à partir de quelques GeV/c), et avec l'intention d'établir l'universalité de la distribution asymptotique. L'idée de base de cette modification est de retrancher les particules "leading" (particules sortantes continuant pratiquement sur la lancée des particules incidentes dont elles sont issues) en effectuant la même étude par rapport à $n - n_o$, où n_o est de l'ordre de 1 et est censé représenter le nombre moyen de particules "leading" dans une interaction. Comme nous l'avons déjà dit, l'invariance d'échelle de KNO est liée à l'invariance en énergie du rapport $D/< n >$. Or, la formule (2) indique que c'est plutôt le rapport $D/(< n > -\alpha)$ qui est constant [2.11]. Ceci peut donc laisser espérer une invariance d'échelle encore meilleure si on choisit $n_o = \alpha$ et la relation :

$$(< n > - \alpha)\, P_n = \psi' ((n - \alpha) / (< n > - \alpha))$$

où ψ' est une fonction du même type que ψ. Si cet effet est réel, il influence d'autant plus les données que $< n >$ est faible, c'est à dire surtout à basse énergie. Cette modification doit donc permettre d'appliquer la formule à des énergies plus faibles. Des valeurs différentes de α pourraient par ailleurs permettre d'expliquer des comportements qui soient en apparence dépendants de la particule incidente.

Le point délicat à ce niveau est que l'ajustement de la fonction (2) sur les données expérimentales aboutit à une valeur de α négative (ou au mieux compatible avec zéro, en étant assez large, et ce avec une très bonne valeur de χ^2/NDL), d'où la difficulté d'interpréter α comme le nombre moyen de

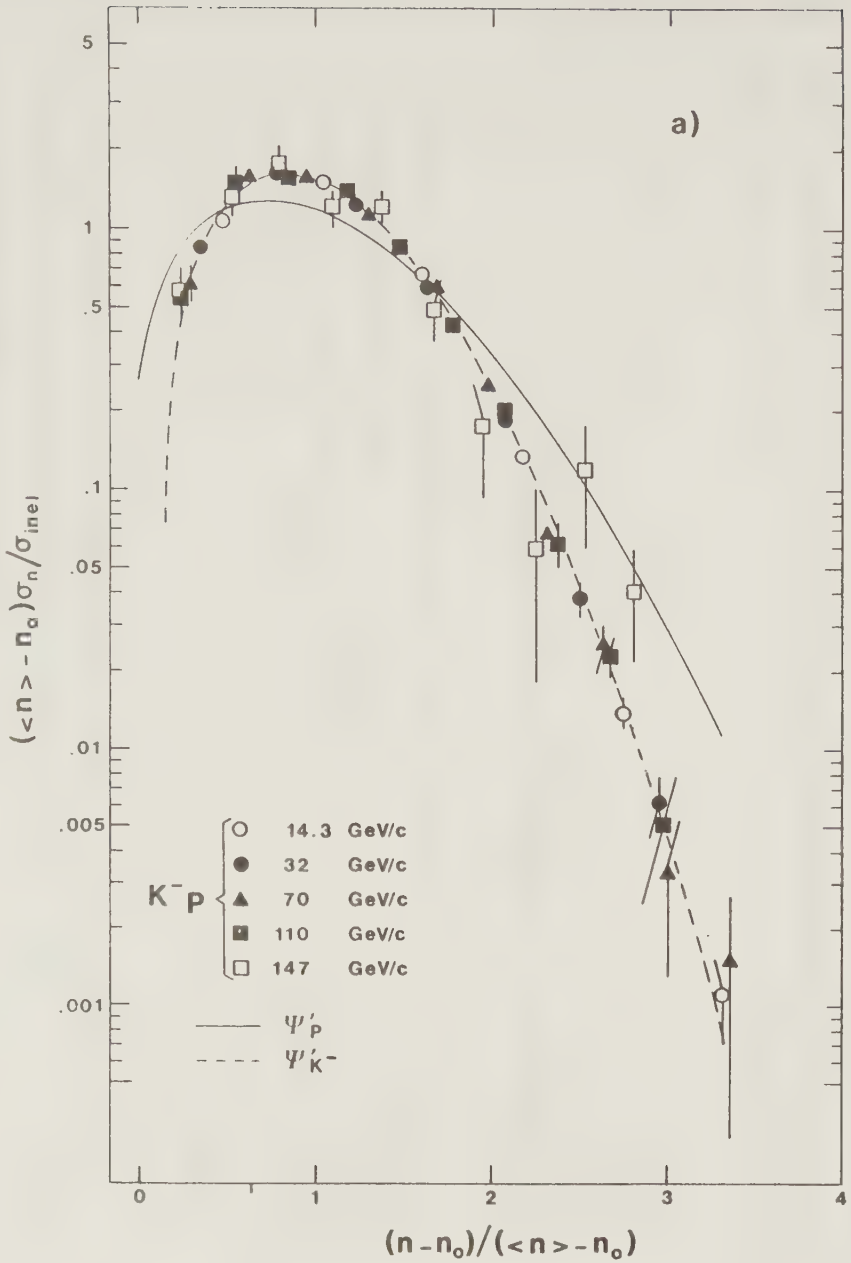
particules "leading". Par ailleurs, ceci ne résout pas le problème de l'universalité de la fonction car nous avons vu que la pente $A = D/(\langle n \rangle - \alpha)$ n'est pas indépendante de la particule incidente.

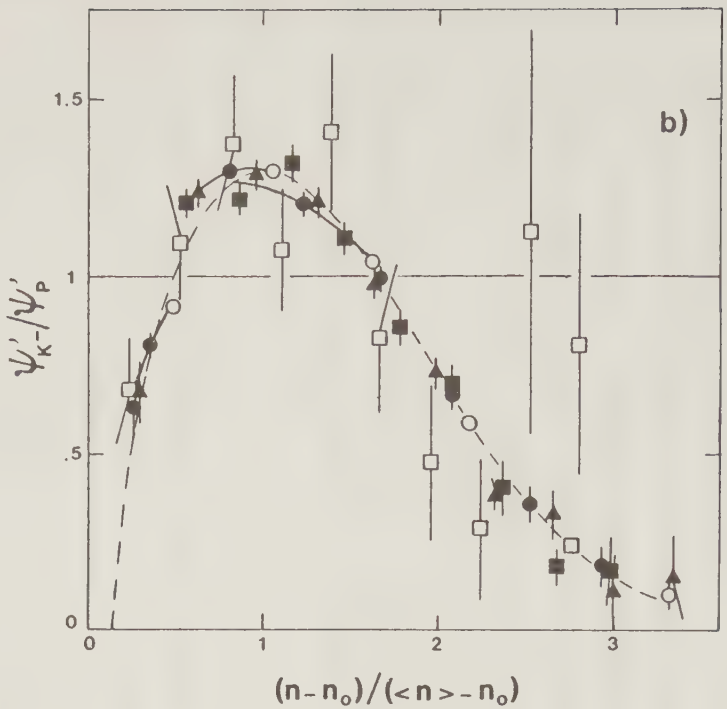
Nous nous sommes alors limités à ajuster aux données expérimentales une fonction de la forme :

$$\psi'(z') = (a + bz') \exp(-z' (c + dz'))$$

où $z' = (n-n_o)/(\langle n \rangle - n_o)$ et où le paramètre n_o a été laissé libre (les événements à zéro branche n'ont pas été pris en compte dans cet ajustement). On aboutit ainsi à $a = -0,51 \pm 0,10$, $b = 3,93 \pm 0,30$, $c = -0,13 \pm 0,11$, $d = 0,914 \pm 0,055$, $n_o = 0,324 \pm 0,090$ et $\chi^2/NDL = 78/38$ (dont 18/6 pour les valeurs de 14,3 GeV/c). Bien que cette description soit légèrement meilleure (figure II.8), en particulier à 14,3 GeV/c comme cela était prévisible, l'ajustement n'est toujours pas très bon. Un ajustement analogue entre 32 et 147 GeV/c aboutit à des valeurs assez proches des paramètres, avec en particulier $n_o = 0,495 \pm 0,020$ et $\chi^2/NDL = 46/32$. La première constatation importante est donc que cette description n'est pas tellement meilleure que celle de KNO, même dans la région des basses énergies où l'amélioration apportée reste assez limitée. La seconde constatation est que la valeur ajustée de n_o est positive (donc interprétable comme un nombre moyen de particules "leading"), mais incompatible avec la valeur de α obtenue précédemment (l'interprétation de cet éventuel effet est donc pour le moins délicate).

Pour ce qui est de la comparaison entre K-p et pp, il est évident (d'après les définitions de z et z') qu'on ne peut compenser la différence de largeur entre ψ_{K^-} et ψ_p qu'en utilisant $n_o(K-p) > n_o(pp)$. Or, la dépendance linéaire de D par rapport à $\langle n \rangle$ conduit à $\alpha(pp) = 0,9$ [2.16] qui est supérieur à $\alpha(K-p) = -0,24$. Par ailleurs, l'ajustement d'une fonction ψ'_p (analogue à ψ'_{K^-}) entre 19 et 300 GeV/c conduit à $n_o(pp) = 1,29 \pm 0,08$, valeur qui est de même supérieure à $n_o(K-p) = 0,32$.





a) Distribution de multiplicité chargée (dans les variables de KNO modifiées) pour les interactions K^-p entre 14,3 et 147 GeV/c. La courbe en trait plein représente la fonction ψ'_p ajustée aux données pp, et la courbe en tirets correspond à la fonction ψ'_{K^-} ajustée aux données K^-p.

b) Valeurs expérimentales et ajustées (courbe en tirets) du rapport ψ'_{K^-}/ψ'_p. Trois portions de courbe indiquent la dépendance en énergie des points des deux, quatre et six branches, et montrent dans quelle proportion les données ne suivent pas exactement l'invariance d'échelle.

Fig. II.8

Ainsi, la fonction ψ'_p normalisée aux données K-p (courbe en trait plein sur la figure II.8.a) correspond à χ^2/NDL = 5327/38. Cette différence est également illustrée par la figure II.8.b qui montre le rapport $\psi'_{K^-}(z')/\psi'_p(z')$. En fait, l'amélioration de l'invariance d'échelle aboutit à $n_o(K\text{-}p) < n_o(pp)$, alors que l'universalité demanderait l'opposé. Un ajustement simultané d'une même fonction ψ' aux données K-p et pp aboutit à $n_o(K\text{-}p) = 0{,}74 \pm 0{,}06$, $n_o(pp) = 0{,}68 \pm 0{,}07$ mais χ^2/NDL = 245/100 (115/43 pour K-p et 130/63 pour pp), ce qui correspond à un degré de confiance de l'ordre de 10^{-12}. La troisième constatation est donc que la fonction $\psi'(z')$ dépend de la particule incidente et n'est pas plus universelle que la fonction $\psi(z)$.

Des portions de courbe analogues à celles de la figure II.7.b ont enfin été tracées sur la figure II.8.b pour représenter la dépendance en énergie des points correspondant aux événements à deux, quatre et six branches. On voit, ici encore, que ces portions de courbe ne suivent pas tout à fait la fonction ψ'_{K^-}, permettant ainsi d'apprécier l'approximation de l'invariance d'échelle.

II.2 SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DES V° ET γ

Les kaons neutres (K_n) sont détectés par leur mode de désintégration $K^o_s \rightarrow \pi^+\pi^-$ donnant lieu à un V° visible dans la chambre à bulles. Les Λ et $\bar{\Lambda}$ sont détectés par leur mode de désintégration $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ et $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$. Enfin, les γ sont détectés par les matérialisations en paires e^+e^- dans le champ des atomes d'hydrogène.

Nous avons vu que, lors de l'examen des clichés, les V° et γ sont notés indépendamment des événements primaires auxquels ils sont supposés être associés. Une correction supplémentaire est donc nécessaire, dans l'étude des sections efficaces de

production des V° et γ, pour tenir compte de l'efficacité de leur repérage lors de l'examen des clichés. Cette efficacité a été estimée à 0,98 ± 0,02 en appliquant la même méthode que pour les topologies chargées.

Ce n'est qu'après la mesure d'un V° ou γ que des ajustements cinématiques à trois contraintes sont essayés de façon à décider, d'une part si ce V° ou γ est en fait un K_n, un Λ, un $\bar{\Lambda}$ ou un γ, et d'autre part s'il pointe ou non sur un vertex primaire. Une autre correction est donc nécessaire pour tenir compte des événements non mesurables. En effet, la proportion d'événements mesurables (taux de passage de la mesure) dépend de la topologie chargée, mais aussi du nombre de V° ou γ associés. Nous avons vu au chapitre I que le taux de passage moyen est de l'ordre de 67%. Plus précisément, il est par exemple en moyenne 80% pour les événements à quatre branches et 27% pour les événements à quatorze branches ; il est même en fait 86% pour les événements à quatre branches sans V° ni γ, et 51% pour les événements à quatre branches avec trois V° ou γ. Une pondération adéquate a donc été utilisée pour tenir compte de cette répartition.

Une correction complémentaire de 9,6 ± 0,3% a été appliquée dans cette pondération pour tenir compte des types d'événements pour lesquels aucune mesure complète n'a été possible (événements à plus de 5 V° ou γ ; événements à plus de 20 traces chargées, y compris les traces sortantes des V° et γ). Un détail supplémentaire intervient toutefois ici, à cause des V° et γ non mesurables : on ne dispose d'aucun ajustement cinématique pour décider de l'éventuelle association à une interaction primaire. L'association a donc été estimée lors du dépouillement des résultats de mesure, en examinant soigneusement les clichés et en regardant sur chaque vue si le V° ou γ non mesurable semble vraiment pointer. Cette opération est assez délicate à cause des distortions optiques qui font qu'une ligne droite dans BEBC peut être vue courbe dans certaines régions des clichés. Nous avons donc effectué un test

sur un lot restreint d'événements complètement mesurables : avant de prendre connaissance du résultat de la mesure et des ajustements cinématiques, nous avons décidé du pointé des V° et γ en regardant attentivement les clichés ; nous avons ensuite comparé les résultats ainsi obtenus avec ceux des programmes. Il s'est alors avéré que tous les V° ou γ mesurables cinématiquement associés par un ajustement à trois contraintes avaient été jugés associés lors de l'examen, mais que par contre 3,5 ± 1,8% environ des V° et γ jugés associés lors de l'examen ne satisfaisaient pas d'ajustement cinématique. Ceci peut dépendre de certains cas où les erreurs sont sous-estimées et où le programme de cinématique ne réussit pas l'ajustement, mais la principale cause est surtout la probabilité non nulle pour qu'un V° ou γ non associé semble pointer sur un vertex primaire de façon fortuite, comme on peut s'en rendre compte sur la figure I.2. Une correction a donc été appliquée pour tenir compte de cette proportion de V° et γ associés à tort à une interaction primaire (en fait, cette correction se déduit de la correction précédente de 9,6%).

Il est par ailleurs nécessaire de tenir compte des V° qui se désintègrent (ou des γ qui se matérialisent) hors du volume fiduciel INLITE, ou trop près du vertex primaire pour en être bien distincts et pour être correctement reconstruits. Nous avons vu que tous les V° ou γ situés hors du volume INLITE étaient automatiquement éliminés par les programmes, il suffit donc de pondérer les événements mesurés par le poids potentiel usuel tenant compte de la probabilité de désintégration (ou de matérialisation) hors de ce volume :

$$P_I = \exp(-L_{pot}/L_o)$$

où L_{pot} est la longueur potentielle de la trajectoire du V° ou γ, et où L_o est la longueur de désintégration du V° ou de matérialisation du γ [2.17]. Pour ce qui est des

désintégrations et matérialisations près du vertex primaire, il faut choisir une distance minimum acceptable l_{min}, éliminer tous les V° et γ dont la projection sur le film de la distance au vertex primaire est inférieure à l_{min}, puis pondérer les autres par le poids habituel tenant compte de la probabilité de désintégration ou de matérialisation à une distance inférieure :

$$P_2 = 1-\exp(-l_{min}/L_o \cos \lambda)$$

où λ est l'angle de l'impulsion du V° ou γ avec le plan du cliché (la distance qui importe est la distance projetée $L_o \cos \lambda$). La valeur de l_{min} doit être bien sûr la plus petite possible pour ne pas éliminer trop d'événements, mais assez grande tout de même pour compenser correctement le biais expérimental ; elle peut par ailleurs ne pas être la même pour les différents V° et pour les γ. Une étude de la distribution de la distance entre les V° et γ et le vertex primaire correspondant nous a amenés à choisir les valeurs suivantes : $l_{min}(K_n) = 4$ cm, $l_{min}(\Lambda) = l_{min}(\bar{\Lambda}) = 2$ cm et $l_{min}(\gamma) = 6$ cm. La valeur de l_{min} est plus grande pour les γ car l'angle nul entre les électrons de matérialisation rend plus difficile la séparation entre les traces du γ et celles de l'événement primaire associé. Des termes supplémentaires ont enfin été inclus dans ces poids pour tenir compte des possibilités de réinteraction des V° et γ dans la chambre à bulles [2.18], rendant automatiquement impossibles les associations. Les poids ainsi utilisés sont en moyenne de l'ordre de 1,43 pour les K_n, 1,33 pour les Λ, 1,35 pour les $\bar{\Lambda}$ et 10,3 pour les γ (la probabilité de matérialisation à l'intérieur du volume INLITE est assez faible).

Ceci étant, il subsiste le problème des ambiguïtés : plusieurs ajustements à trois contraintes peuvent être acceptés avec différentes hypothèses de masse du V° ou γ. La méthode qui a été adoptée à ce sujet est la suivante :

- l'impulsion d'un V° ou γ étant mesurée (par l'intermédiaire des particules de désintégration ou de matérialisation), on en déduit le nombre de durées de vie moyenne qui se seraient écoulées avant la désintégration s'il s'agissait d'un V°. La probabilité pour qu'un V° dépasse six durées de vie moyenne étant extrêmement faible (bien inférieure à la sensibilité de cette expérience), tous les ambigus V° - γ qui dépassaient cette limite ont été automatiquement déclarés γ par le programme de cinématique.

- La configuration cinématique particulière de la matérialisation des γ (angle nul entre l'électron et le positon) fait que la probabilité pour qu'un vrai V° soit sujet à l'ambiguité avec l'hypothèse γ est très faible (et cela d'autant plus que le nombre des V° est inférieur à celui des γ). Nous avons donc considéré comme γ tous les ambigus V° - γ qui subsistaient après l'élimination automatique par le programme de cinématique.

- Les cas de V° sujets à l'ambiguïté $\Lambda - \bar{\Lambda}$ sont très rares. Certains d'entre eux peuvent être résolus par la reconnaissance d'un proton (ou d'un antiproton) de désintégration à l'aide de l'ionisation. Les autres sont en fait des cas d'ambiguïté K_n-Λ-$\bar{\Lambda}$ et ont donc été traités dans de cadre des ambiguïtés K_n-Λ et K_n-$\bar{\Lambda}$.

- Les V° ambigus K_n-Λ ou K_n-$\bar{\Lambda}$ ont été éliminés (affectés d'un poids nul) ; les autres ont été pondérés en fonction de leur probabilité d'ambiguïté [2.6,18].

Cette dernière pondération peut se résumer ainsi : on peut montrer que la distribution de l'impulsion transverse des produits de désintégration suit la loi :

$$\frac{1}{N}\frac{dN}{dP_T} = \frac{P_T}{P^* \, (P^{*2} - P_T^{\,2})^{1/2}}$$

où P* est l'impulsion des produits de désintégration dans le repère du centre de masse. Or cette distribution est piquée au voisinage de $P_T = P^*$, où P* = 206 MeV/c pour un K_n, et où P* = 100 MeV/c pour un Λ ou un $\bar{\Lambda}$, ce qui permet déjà une certaine séparation. Par ailleurs, si on introduit la variable $\alpha = (p_1-p_2)/(p_1+p_2)$ (où p_1 et p_2 sont les impulsions longitudinales dans le laboratoire des produits de désintégration), alors α et P_T sont liés par la relation :

$$\frac{(\alpha - \alpha_o)^2}{(2\ P^*/m_o\beta_o)^2} + \frac{P_T^{\,2}}{P^{*2}} = 1$$

où $\alpha_o = (m_1^{\,2} - m_2^{\,2})/m_o^{\,2}$, et où m_o est la masse du V° et β_o sa vitesse. Cette relation représente un domaine cinématique dans le plan $\alpha - P_T$ (figure II.9.a), et les ambigus se retrouvent principalement dans la région $P_T \simeq P^*(\Lambda)$ et $\alpha \simeq \alpha_o(\Lambda) = 0{,}692$ ou $\alpha \simeq \alpha_o(\bar{\Lambda}) = -0{,}692$. Une simple paramétrisation linéaire des erreurs sur les impulsions des produits de désintégration, en fonction de l'impulsion du V°, fournit une estimation raisonnable des zones de recouvrement des régions cinématiques ainsi définies, et par suite une estimation de la probabilité d'ambiguïté en fonction de l'impulsion du V°. L'ajustement de la paramétrisation linéaire de la forme :

$$\Delta P_T = C_o\ P_T\ (p_o - (1-\bar{\alpha})p/2)$$

(où $\bar{\alpha}$ est la valeur de α correspondant au point d'intersection de la courbe des K_n et de celle des Λ sur la figure II.9.a) peut se faire en adaptant empiriquement les valeurs de C_o et p_o de telle façon que la différence entre les distributions pondérée et non pondérée de l'impulsion dans le laboratoire des V° non ambigus reproduise la distribution correspondante pour les V° ambigus (figure II.9.b). Les erreurs dépendant de la précision de mesure, les paramètres C_o et p_o ont été fixés séparément pour les événements mesurés dans les trois laboratoires de la

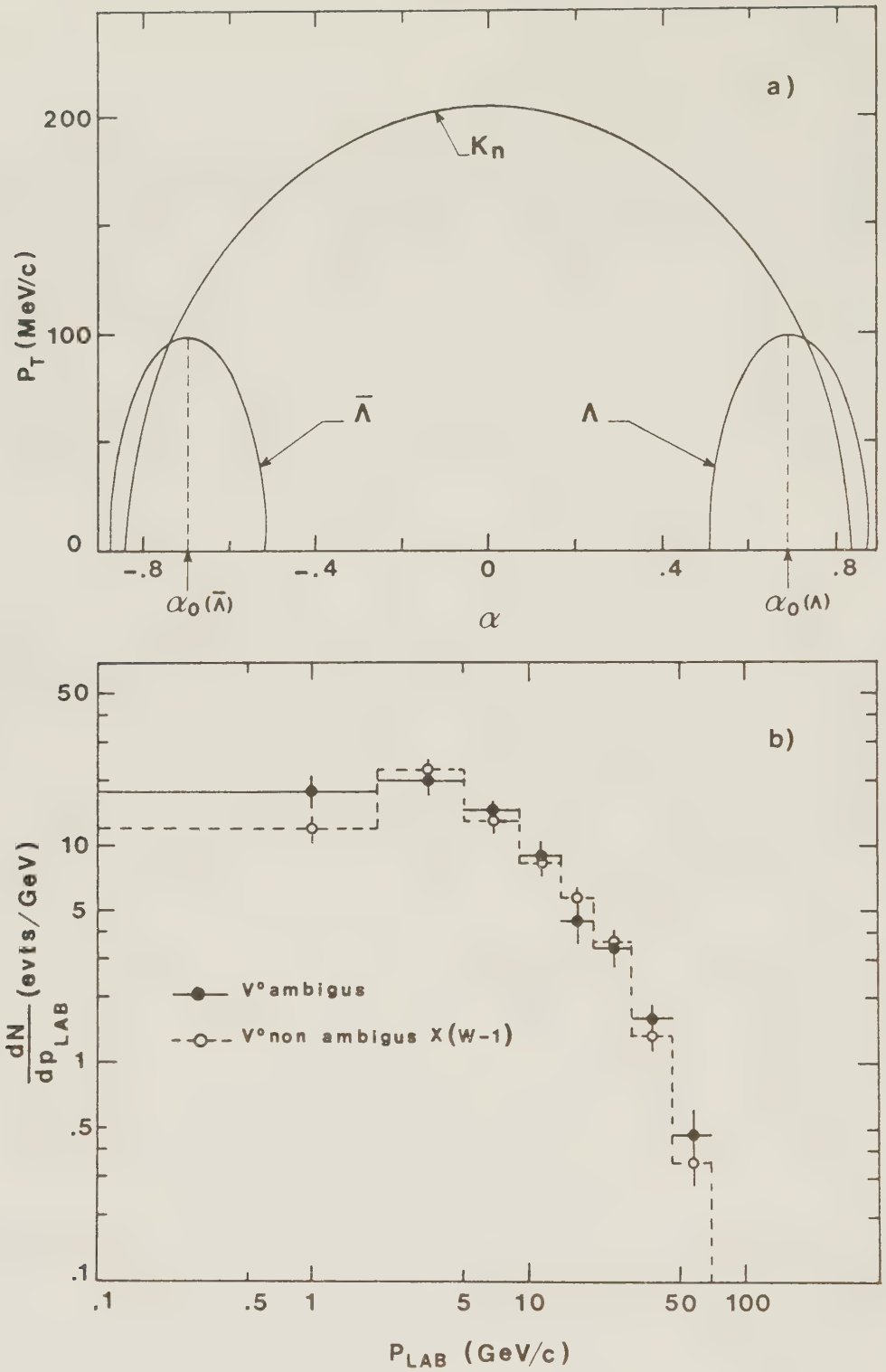


Fig. II.9

a) Diagramme représentant le domaine cinématique des désintégrations dans le plan α-P_T pour un V° de 5 GeV/c d'impulsion (voir la description détaillée dans le texte). Les événements ambigus se trouvent aux environs des intersections des différentes courbes.

b) Distribution de l'impulsion dans le laboratoire pour les V° ambigus, et distribution correspondante obtenue à l'aide de la pondération des V° non ambigus.

collaboration ; les valeurs choisies sont tout de même semblables et de l'ordre de C_o = 0,02 GeV^{-1} et p_o = 10 GeV/c. Les poids moyens obtenus sont de l'ordre de 1,10 pour les K_n, 1,46 pour les Λ et 1,52 pour les $\bar{\Lambda}$. Ceci indique en particulier l'importance des problèmes d'ambiguïté pour les Λ et $\bar{\Lambda}$ dont la mesure devient difficile à notre énergie (à titre de comparaison, les poids analogues utilisés dans l'expérience K-p à 32 GeV/c étaient 1,04 pour les K_n, 1,17 pour les Λ et 1,25 pour les $\bar{\Lambda}$ [2.19]).

II.2.1 Production des K_n

Les pondérations précédentes ont été appliquées au lot de 1125 désintégrations de K^o_s mesurées et non ambiguës cinématiquement. Si on tient compte du fait que les K^o_s ne constituent que la moitié des désintégrations de K_n, et que le rapport de branchement du K^o_s dans le mode $K^o_s \rightarrow \pi^+\pi^-$ est 0,686, on en déduit alors la section efficace totale inclusive de production de K_n :

$$\sigma(K_n) = 11,0 \pm 0,4 \text{ mb},$$

ce qui correspond à une multiplicité moyenne par interaction de 0,617 ± 0,021.

De façon à estimer les sections efficaces inclusives de production de K^o et de $\bar{K}^o$, on est amené à utiliser des hypothèses sur leurs mécanismes de production. Si on utilise l'impulsion longitudinale réduite (variable x de Feynman) définie dans le repère du centre de masse par $x = 2 P_L / \sqrt{s}$ (où P_L est la composante longitudinale de l'impulsion selon la direction du faisceau incident, et où $\sqrt{s}$ est l'énergie totale du système K-p), alors les hypothèses généralement acceptées sur la production centrale des paires $K\bar{K}$ correspondent à :

$$\sigma(K^\circ)_{x<o} \simeq \sigma(K^\circ)_{x>o} \qquad (3)$$

et

$$\sigma(K^\circ)_{x<o} \simeq \sigma(\overline{K^\circ})_{x<o} \qquad (4)$$

Les sections efficaces ainsi obtenues sont :

$$\sigma(K^\circ) = 2,9 \pm 0,5 \text{ mb}$$

et

$$\sigma(\overline{K^\circ}) = 8,1 \pm 0,6 \text{ mb}$$

où une erreur systématique de 0,5 mb a été incluse de façon à prendre en compte les incertitudes dues aux hypothèses de production. Ces valeurs correspondent respectivement à des multiplicités moyennes de 0,163 ± 0,028 et 0,454 ± 0,034.

Il est par ailleurs intéressant de considérer également la méthode utilisée pour les interactions K-p à 32 GeV/c [2.6], et basée sur un modèle statistique d'isospin [2.20]. Cette méthode peut être résumée ainsi :

- on suppose que tous les K_n proviennent des états finals $N\bar{K}K\bar{K}$ + pions, $\Lambda K\bar{K}$ + pions, $\Sigma K\bar{K}$ + pions et ΞK + pions.

- on suppose valide la relation $\sigma(\Sigma K_n)/\sigma(\Sigma) = \sigma(\Lambda K_n)/\sigma(\Lambda)$ qui est d'ailleurs vérifiée à 14,3 GeV/c [2.21] (l'impulsion moyenne assez grande et le faible nombre des $\Sigma\pm$ à 70 GeV/c rend trop incertaine la détermination des sections efficaces $\sigma(\Sigma\pm)$ dans cette expérience).

- on suppose enfin que les valeurs $\sigma(\Sigma\pm)/\sigma(\Lambda) = 0,56 \pm 0,10$ et $\sigma(\Xi-) = 0,13 \pm 0,06$ mb restent approximativement les mêmes dans la gamme d'énergie entre 14,3 et 70 GeV/c.

Les relations du modèle statistique d'isospin conduisent alors à :

$$\sigma(K^\circ) = (0,63 \pm 0,03)\ \sigma(K_nK_n) + (0,53 \pm 0,06)\ \sigma(K_n\Lambda) + (0,13 \pm 0,06)$$

Les valeurs mesurées à 70 GeV/c sont (en tenant compte des corrections qui ont été décrites) :

$$\sigma(K_n K_n) = 4,05 \pm 0,55 \text{ mb}$$

et

$$\sigma(K_n \Lambda) = 1,62 \pm 0,26 \text{ mb}$$

La première de ces valeurs est obtenue en supposant que les désintégrations de deux K_n ne sont pas corrélées (c'est à dire en supposant un mélange égal d'états C = +1 et C = -1 dans le cas d'un système $K^\circ\overline{K^\circ}$) ; les Λ provenant des désintégrations $\Sigma^\circ \rightarrow \Lambda\gamma$ sont par ailleurs inclus dans l'évaluation de $\sigma(K_n \Lambda)$. On en déduit :

$$\sigma(K^\circ) = 3,5 \pm 0,6 \text{ mb}$$

et

$$\sigma(\overline{K^\circ}) = 7,5 \pm 0,7 \text{ mb}$$

Nous verrons par contre dans la section 3 que l'utilisation de la loi de conservation de l'étrangeté aboutit à l'estimation suivante :

$$\sigma(K^\circ) = 2,2 \pm 0,4 \text{ mb}$$

et

$$\sigma(\overline{K^\circ}) = 8,8 \pm 0,4 \text{ mb.}$$

Ces valeurs sont raisonnablement compatibles avec celles qui ont été obtenues en utilisant les relations (3) et (4) ; les différences qui interviennent confirment par ailleurs clairement notre estimation des erreurs systématiques introduites par les hypothèses de production utilisées. Il est en tout cas certain que l'hypothèse de la production centrale des K° devient de plus en plus valide au fur et à mesure que l'énergie augmente.

La dépendance en énergie des sections efficaces $\sigma(K_n)$, $\sigma(K^\circ)$, $\sigma(K_n K_n)$, $\sigma(K_n \Lambda)$, $\sigma(K_n K_n K_n)$ et $\sigma(K_n K_n \Lambda)$ est représentée sur la figure II.10.a où sont reportées les données à 14,3 [2.22], 32 [2.6,23], 70 et 110 GeV/c [2.24]. On y remarque principalement l'augmentation de $\sigma(K_n K_n)$ et $\sigma(K_n K_n K_n)$, qui est liée à la production centrale croissante de paires $K\overline{K}$; l'augmentation de $\sigma(K^\circ)$ qui en résulte est également très

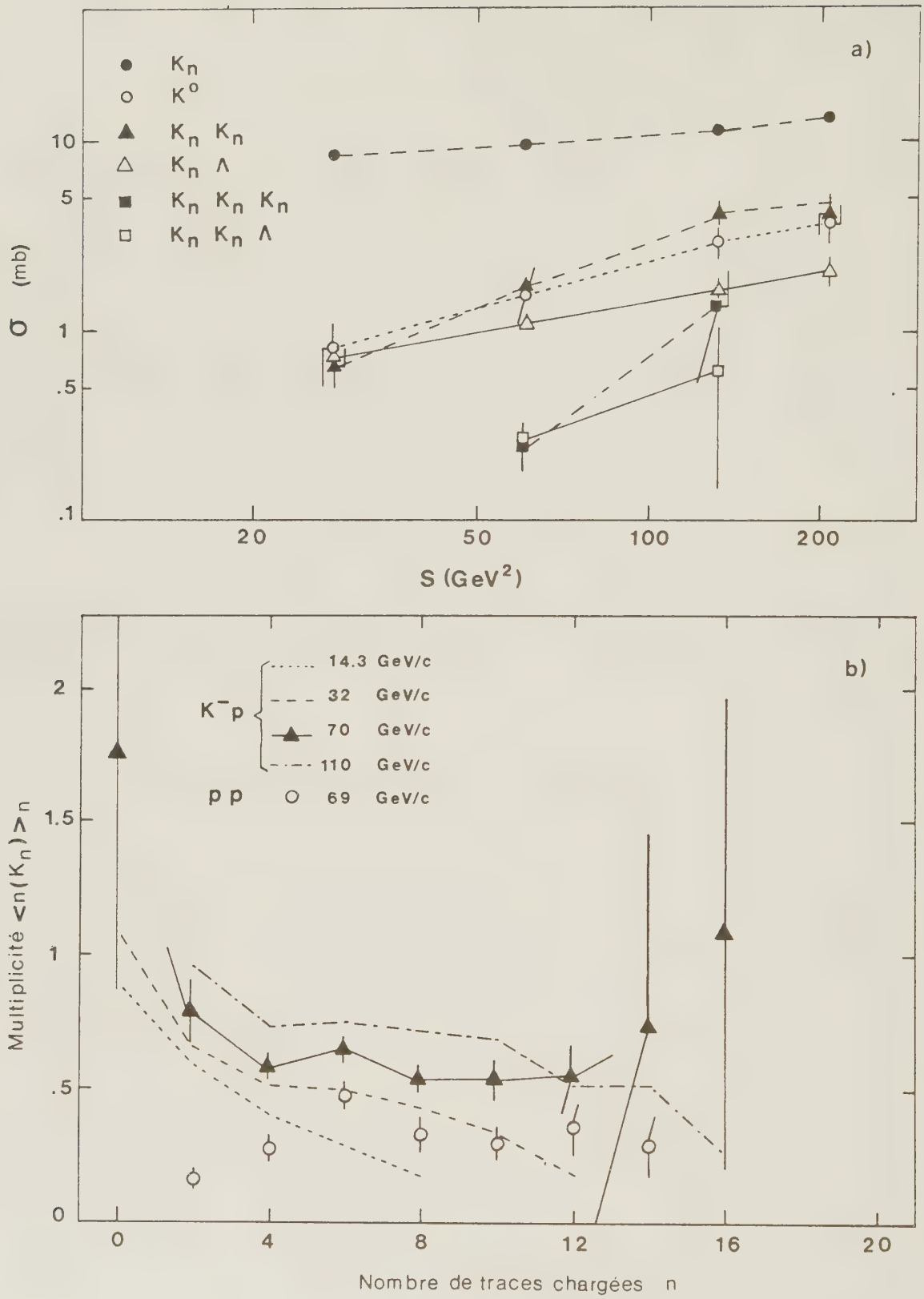


Fig. II.10

a) Dépendance en énergie des sections efficaces σ(K_n), σ(K^o), σ(K_n K_n), σ(K_n Λ), σ(K_n K_n K_n) et σ(K_n K_n Λ) entre 14,3 et 110 GeV/c.

b) Distribution de la multiplicité moyenne $\langle n(K_n) \rangle_n$ en fonction du nombre de traces chargées pour les interactions K^-p entre 14,3 et 110 GeV/c. Les données en pp à 69 GeV/c sont également reportées.

nette. Enfin, les sections efficaces $\sigma(K_nK_n\Lambda)$ et $\sigma(K_nK_nK_n\Lambda)$ augmentent aussi, mais moins vite que $\sigma(K_nK_n)$ et $\sigma(K_nK_nK_nK_n)$ respectivement. On peut toutefois noter que la valeur de $\sigma(K_nK_n)$ mesurée à 110 GeV/c semble n'être guère supérieure à celle de 70 GeV/c. Ceci peut être lié à un problème de correction des topologies comportant beaucoup de V^0 et γ, puisque ces topologies influencent plus $\sigma(K_nK_n)$ que $\sigma(K_n)$ (la section efficace $\sigma(K_nK_nK_n)$ n'a malheureusement pas été mesurée à 110 GeV/c).

Les sections efficaces de production semi-inclusive de K_n associées à chaque topologie chargée ont également été déterminées (Table II.2.b). La multiplicité moyenne par topologie chargée est à peu près constante entre 4 et 12 branches compte tenu des erreurs expérimentales (figure II.10.b), et s'avère être environ deux fois supérieure aux données des interactions pp à 69 GeV/c [2.25]. Les données obtenues dans les interactions K-p à 14,3, 32 et 110 GeV/c ont également été indiquées sur la figure II.10.b pour donner une idée de la dépendance en énergie ; l'augmentation des multiplicités avec l'énergie affecte progressivement les topologies plus élevées, en accord avec la production centrale croissante de paires $K\bar{K}$ (kaonisation) qui doit tendre vers une plus grande symétrie entre les différents états de charge des kaons et des pions produits.

Toutes les valeurs des sections efficaces et des multiplicités étudiées dans cette sous-section sont résumées dans la table II.2 .

II.2.2 Production des Λ et des $\bar{\Lambda}$

Les pondérations décrites ont été appliquées aux lots de 343 Λ et 27 $\bar{\Lambda}$ mesurés et non ambigus cinématiquement. Si on tient compte du rapport de branchement 0,642 pour les désintégrations $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ et $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$, on en déduit alors les sections efficaces totales inclusives de production de Λ et $\bar{\Lambda}$:

a)

	σ_i (mb)	$\langle n_i \rangle$
K_n	11,0± 0,4	0,617±0,021
K^o	2,9 ± 0,5	0,163±0,028
$\overline{K^o}$	8,1 ± 0,6	0,454±0,034
$K_n\ K_n$	4,05±0,55	0,227±0,031
$K_n\ \Lambda$	1,62±0,26	0,091±0,015
$K_n\ K_n\ K_n$	1,30±0,75	0,073±0,042
$K_n\ K_n\ \Lambda$	0,61±0,45	0,034±0,025

b)

n	$\sigma_n(K_n)$ (mb)	$\langle n(K_n)\rangle_n$
0	0,118±0,041	1,76 ± 0,88
2	1,48 ± 0,13	0,791±0,113
4	2,77 ± 0,17	0,578±0,039
6	3,05 ± 0,19	0,638±0,043
8	1,83 ± 0,14	0,530±0,043
10	0,956±0,120	0,522±0,069
12	0,413±0,092	0,536±0,123
14	0,147±0,148	0,735±0,744
16	0,082±0,063	1,08 ± 0,89

- Table II.2 -

a) Sections efficaces de production inclusive $\sigma(Kn)$, $\sigma(K^\circ)$, $\sigma(\overline{K^\circ})$, $\sigma(Kn\ Kn)$, $\sigma(Kn\ \Lambda)$, $\sigma(Kn\ Kn\ Kn)$ et $\sigma(Kn\ Kn\ \Lambda)$, et multiplicités correspondantes.

b) Sections efficaces semi-inclusives topologiques $\sigma_n(Kn)$ en fonction du nombre de traces chargées n, et multiplicités correspondantes.

$$\sigma(\Lambda) = 2,10 \pm 0,14 \text{ mb}$$

et $$\sigma(\bar{\Lambda}) = 0,168 \pm 0,036 \text{ mb}$$

qui correspondent à des multiplicités moyennes par interaction de 0,118 ± 0,008 et 0,0095 ± 0,0022. Les Λ provenant des désintégrations $\Sigma^\circ \rightarrow \Lambda\gamma$ sont inclus dans l'évaluation de ces sections efficaces ; l'efficacité de détection des γ n'est en effet pas assez bonne, compte tenu de la sensibilité de cette expérience, pour permettre de déterminer la section efficace $\sigma(\Sigma^\circ)$ à l'aide de la distribution de masse effective $M(\Lambda\gamma)$.

En plus de la section efficace $\sigma(\Lambda K_n) = 1,62 \pm 0,26$ mb déjà indiquée dans la sous-section précédente, nous avons également déterminé :

$$\sigma(\bar{\Lambda}K_n) = 0,137 \pm 0,062 \text{ mb}$$
$$\sigma(\Lambda\Lambda) = 0,024 \pm 0,024 \text{ mb}$$

et $$\sigma(\bar{\Lambda}\Lambda) = 0,036 \pm 0,026 \text{ mb.}$$

La dépendance en énergie de ces valeurs est représentée sur la figure II.11.a où sont reportées les données à 14,3 [2.22], 32 [2.6,23], 70 et 110 GeV/c [2.24]. On y remarque la décroissance de $\sigma(\Lambda)$ jusqu'à 70 GeV/c, suivie d'une amorce de remontée entre 70 et 110 GeV/c (on voit donc que $\sigma(\Lambda)$ croit moins vite que $\sigma(K_n)$, de même que $\sigma(K_n\Lambda)$ et $\sigma(K_nK_n\Lambda)$ croissent moins vite que $\sigma(K_nK_n)$ et $\sigma(K_nK_nK_n)$). Il est intéressant de noter au passage que $\sigma(\Lambda K_n)$ constitue une proportion de plus en plus importante de $\sigma(\Lambda)$ (29% à 14,3 GeV/c, 46% à 32 GeV/c, 77% à 70 GeV/c et 82% à 110 GeV/c). Ceci est dû à la décroissance de $\sigma(\Lambda$ + pions) (qui est cause de la décroissance de $\sigma(\Lambda)$ jusqu'à 70 GeV/c), et à l'augmentation de sections efficaces comme $\sigma(\Lambda K\bar{K}$ + pions) ou $\sigma(\Lambda K\bar{K}K\bar{K}$ + pions) (qui est probablement la cause de l'amorce de remontée de $\sigma(\Lambda)$ entre 70 et 110 GeV/c). On remarque ensuite l'augmentation plus rapide de $\sigma(\bar{\Lambda})$ et $\sigma(\bar{\Lambda}K_n)$ (comparable à celle de $\sigma(K_nK_n)$ et $\sigma(K_nK_nK_n)$). On note par contre que $\sigma(\Lambda\Lambda)$ et $\sigma(\bar{\Lambda}\Lambda)$ n'augmentent pas (et semblent même diminuer), bien que les erreurs importantes ne permettent pas de jugement définitif.

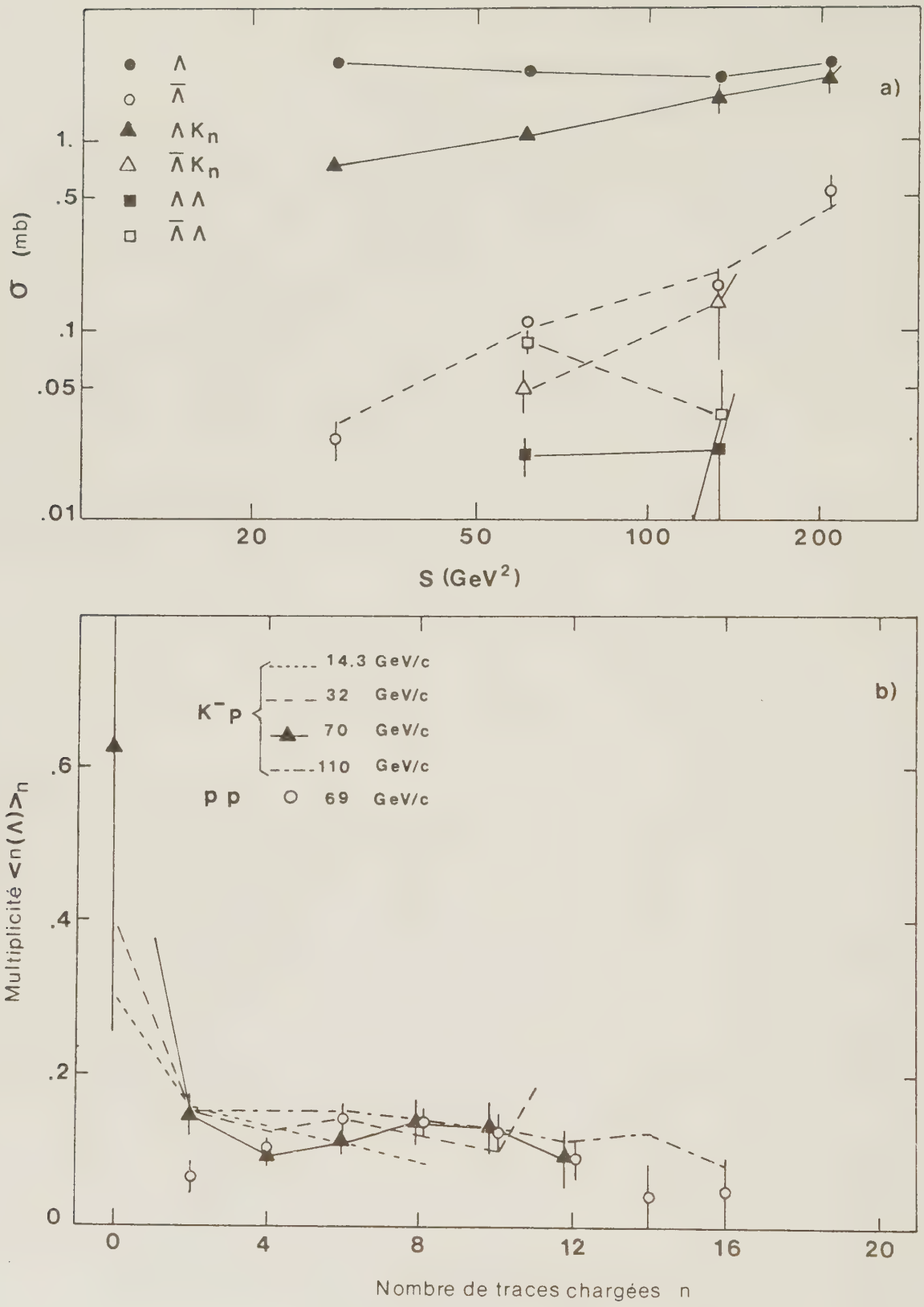


Fig. II.11

a) Dépendance en énergie des sections efficaces σ(Λ), σ(Λ̄), σ(Λ K_n), σ(Λ̄ K_n), σ(ΛΛ) et σ(Λ̄Λ) entre 14,3 et 110 GeV/c.

b) Distribution de la multiplicité moyenne $< n(\Lambda) >_n$ en fonction du nombre de traces chargées pour les interactions K^-p entre 14,3 et 110 GeV/c. Les données en pp à 69 GeV/c sont également reportées.

Les sections efficaces de production semi-inclusive de Λ associées à chaque topologie chargée ont également été calculées (table II.3.b). La multiplicité moyenne par topologie chargée est à peu près constante entre 2 et 12 branches compte tenu des erreurs expérimentales (figure II.11.b), et s'avère être approximativement égale aux données des interactions pp à 69 GeV/c [2.25]. Les données obtenues dans les interactions K-p à 14,3, 32 et 110 GeV/c ont également été indiquées sur la figure II.11.b pour donner une idée de la dépendance en énergie ; les multiplicités sont en fait pratiquement invariantes compte tenu des erreurs expérimentales.

Toutes les valeurs des sections efficaces et des multiplicités étudiées dans cette sous-section sont résumées dans la table II.3 .

II.2.3 Production des γ et des π^0

Après application des pondérations décrites au lot de 4445 γ mesurés, un biais expérimental subsiste qui peut être corrigé sur la base de l'électrodynamique quantique (QED). En effet, les traces des particules de moins de 20 MeV/c d'impulsion sont difficilement mesurables (et ce d'autant plus qu'elles sont situées loin des caméras de BEBC, à cause de l'effet de perspective). Ceci n'a pas d'importance pour les V°, car les V° peu énergiques se désintègrent toujours près du vertex primaire ; la correction de longueur minimale l_{min} compense donc en même temps ce biais. Dans le cas des γ au contraire, la section efficace de matérialisation est plus petite à basse énergie, et les γ de faible impulsion ont donc en moyenne un parcours plus long. Le calcul, d'après QED, de la distribution de l'impulsion des électrons de matérialisation (en fonction

a)

	σ_i (mb)	$< n_i >$
Λ	2,10 ± 0,14	0,118 ± 0,008
$\bar{\Lambda}$	0,168±0,036	0,0095±0,0022
$\bar{\Lambda}$ K_n	0,137±0,062	0,0077±0,0035
Λ Λ	0,024±0,024	0,0013±0,0013
Λ $\bar{\Lambda}$	0,036±0,026	0,0020±0,0015

b)

n	$\sigma_n(\Lambda)$ (mb)	$< n(\Lambda) >_n$
0	0,042±0,020	0,627±0,368
2	0,267±0,037	0,143±0,025
4	0,445±0,048	0,093±0,010
6	0,536±0,059	0,112±0,013
8	0,467±0,097	0,135±0,028
10	0,238±0,051	0,130±0,028
12	0,069±0,028	0,090±0,037

- Table II.3 -

a) Sections efficaces de production inclusive $\sigma(\Lambda)$, $\sigma(\bar{\Lambda})$, $\sigma(\bar{\Lambda}$ Kn), $\sigma(\Lambda\Lambda)$ et $\sigma(\bar{\Lambda}\Lambda)$, et multiplicités correspondantes.

b) Sections efficaces semi-inclusives topologiques $\sigma_n(\Lambda)$ en fonction du nombre de traces chargées n, et multiplicités correspondantes.

de l'énergie du γ) permet alors d'estimer la probabilité pour observer un électron de moins de 20 MeV/c, et donc d'en déduire la correction [2.26]. Les quelques γ comportant un électron de moins de 20 MeV/c d'impulsion sont alors éliminés ; les autres sont affectés du poids qui vient d'être décrit, de l'ordre de grandeur de 1,20 en moyenne. Ceci ne suffit pas à compenser complètement le biais expérimental, car les γ de moins de 40 MeV/c, bien que peu nombreux, sont tous éliminés et ne peuvent donc pas être compensés par la pondération. Mais si on suppose que tous les γ proviennent de la désintégration des π^o (ce qui est de toute façon certainement une très bonne approximation), on peut en déduire la relation de symétrie :

$$\frac{d\sigma}{dP_{lab}}(p) = \frac{d\sigma}{dP_{lab}}\left(\frac{M_{\pi^o}^2}{4p}\right) \qquad (5)$$

(où P_{lab} est l'impulsion dans le laboratoire) qui permet de calculer la section efficace de production des γ d'impulsion inférieure à $M_{\pi^o}/2$ = 67,5 MeV/c à partir des γ d'impulsion supérieure. Cette dernière correction est inférieure à 1%.

La section efficace totale inclusive de production de γ ainsi obtenue est $\sigma(\gamma)$ = 124 mb, et l'erreur purement statistique correspondante est de 3,2 mb. Nous avons vu cependant que les matérialisations des γ très peu énergiques se produisent souvent à grande distance du vertex primaire. Or, la mesure de ces γ est plus délicate, et certains d'entre eux pourraient fort bien avoir satisfait fortuitement l'ajustement à trois contraintes, bien que provenant d'une interaction différente de celle à laquelle ils se sont trouvés associés. Il est le plus souvent admis que ces associations fortuites sont compensées par d'autres qui sont manquées, à cause d'une sous-estimation des erreurs, ou à cause de l'effet de recul de la particule dans le champ de laquelle s'opère la matérialisation [2.18]. Tenant compte de ces sources d'erreur possibles (voir appendice II.A), on obtient finalement :

$$\sigma(\gamma) = 124 \pm 5 \text{ mb},$$

ce qui correspond à une multiplicité moyenne par interaction de 6,95 ± 0,28.

La caractéristique la plus importante de $\sigma(\gamma) \simeq 2\ \sigma(\pi^\circ)$ étant son augmentation avec l'énergie plus rapide que celle de $\sigma(\pi\pm)$ (la détermination de ces valeurs sera exposée dans la prochaine section), nous avons représenté, pour les interactions K-p entre 14,3 et 110 Gev/c, la dépendance en énergie du rapport $\sigma(\gamma)/\sigma(\pi+ + \pi-)$ sur la figure II.12.a, et du rapport $< n(\gamma) > / < n >$ sur la figure II.12.b [2.4-8,24,27]. L'augmentation de ces rapports avec l'énergie est très nette : près de 50% entre 14,3 et 110 GeV/c. La dépendance en énergie de $< n(\gamma) > / < n >$ pour les interactions $\pi\pm$p, K+p, pp et $\bar{p}$p est également indiquée sur la figure II.12.b [2.9,28]. On voit que l'accroissement est nettement moins important pour les interactions $\pi\pm$p, pp et $\bar{p}$p que pour les interactions K-p (et peut être aussi K+p). La raison d'un tel accroissement relatif de la production de γ dans les interactions K-p n'est en fait pas claire. Une explication possible pourrait être une augmentation importante de la production de γ et de π° par l'intermédiaire des désintégrations de particules à courte durée de vie comme η ou η' ; chaque désintégration de η produit en effet en moyenne 1,16 π° plus 0,88 γ et seulement 0,57 pions chargés, ce qui correspond à $< n(\gamma) > / < n > = 5,60$.

Si on suppose que le rapport $< n(\pi^\circ_d) > / < n >$ (π°_d désigne les π° directs qui ne proviennent pas des désintégrations de η) n'augmente que légèrement entre 32 et 70 GeV/c, comme $< n(\gamma) > / < n >$ dans les interactions $\pi\pm$p, pp et $\bar{p}$p, alors l'accroissement observé de $< n(\gamma) > / < n >$ dans les interactions K-p nécessiterait $\sigma(\eta) = 14$ mb à 70 GeV/c. L'extrapolation simple des valeurs mesurées à 14,3 [2.29] et 32 GeV/c [2.30] semblerait plutôt indiquer $\sigma(\eta) = 8$ mb à 70 GeV/c, mais une production de η plus importante pourrait s'expliquer par la structure en quark du η, qui contient une forte composante $s\bar{s}$ plus

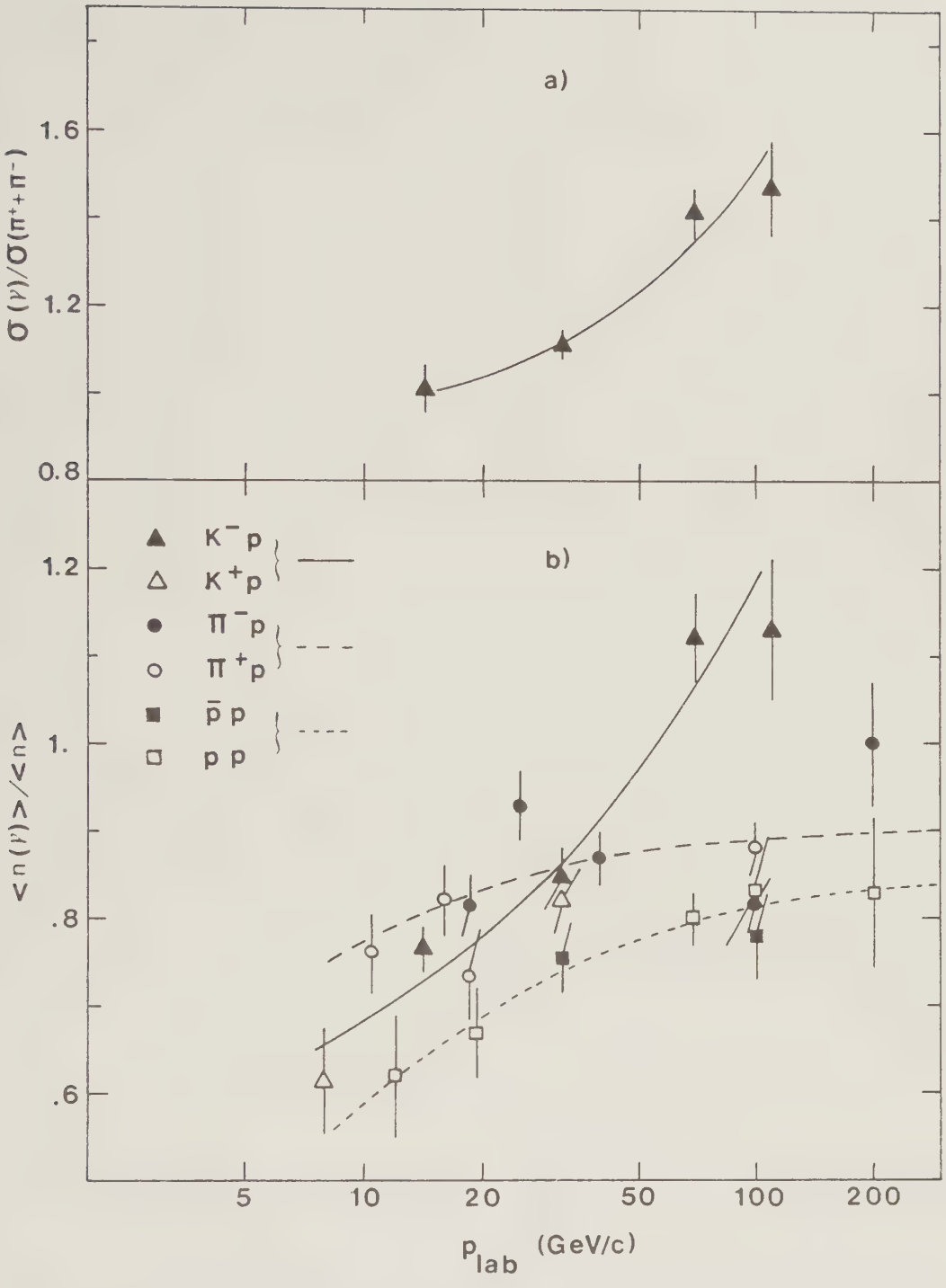


Fig. II.12

a) Dépendance en énergie du rapport $\sigma(\gamma)/\sigma(\pi^+ + \pi^-)$ dans les interactions K^-p entre 14,3 et 110 GeV/c.

b) Dépendance en énergie du rapport $< n(\gamma) > / < n >$ pour différentes interactions hadroniques. Les lignes en trait plein, en tirets et en pointillés ont été tracées pour relier les données $K^{\pm}p$, $\pi^{\pm}p$, pp et $\bar{p}p$.

facilement excitée dans les interactions K-p que dans les interactions $\pi^{\pm}$p, pp ou $\bar{p}$p. Un effet similaire est en effet observé pour la production du méson φ, qui est beaucoup plus importante dans les interactions K-p [2.6,31].

La section efficace de production inclusive de π° peut être estimée à l'aide de la distribution de la masse effective $M(\gamma\gamma)$, représentée sur la figure II.13.a (on peut noter au passage la présence d'une légère accumulation près de $M(\gamma\gamma) = 0$, qui correspond probablement aux quelques γ de faible énergie associés fortuitement). Le pic situé à la masse du π° correspond, après application des différentes pondérations, à une section efficace $\sigma(\pi^{\circ}) = 62 \pm 15$ mb qui est tout à fait compatible avec $\sigma(\gamma)/2$, compte tenu de l'erreur expérimentale importante.

Bien qu'aucun pic vraiment significatif ne soit présent, dans la distribution de masse $M(\gamma\gamma)$, à la masse du η, la figure II.13.b montre qu'il y a tout de même une tendance à l'accumulation dans cette région (le maximum est plutôt vers 540 MeV/c, mais il suffit d'une très faible sous-estimation du ralentissement des électrons de matérialisation des γ pour diminuer sensiblement la masse $M(\gamma\gamma)$). Après application de la pondération, cette accumulation correspond à :

$$\sigma(\eta \rightarrow \gamma\gamma) = 5{,}3 \pm 4{,}0 \text{ mb}$$

c'est à dire $\sigma(\eta) = 14 \pm 11$ mb, ce qui est en accord avec l'ordre de grandeur attendu.

Compte tenu de ces valeurs expérimentales, compte tenu de l'extrapolation de 14,3 et 32 GeV/c qui semble indiquer $\sigma(\eta) = 8{,}8 \pm 2{,}5$ mb [2.29-30], et compte tenu de la relation :

$$\sigma(\gamma) = 2\,\sigma(\pi^{\circ}) + 0{,}876\,\sigma(\eta) + \sigma(\Sigma^{\circ}) + 0{,}088\,\sigma(\omega) \qquad (6)$$

(en utilisant les valeurs mesurées à 32 GeV/c [2.30], on obtient $\sigma(\Sigma^{\circ}) + 0{,}088\,\sigma(\omega) \simeq 1 \pm 1$ mb), on peut alors déduire

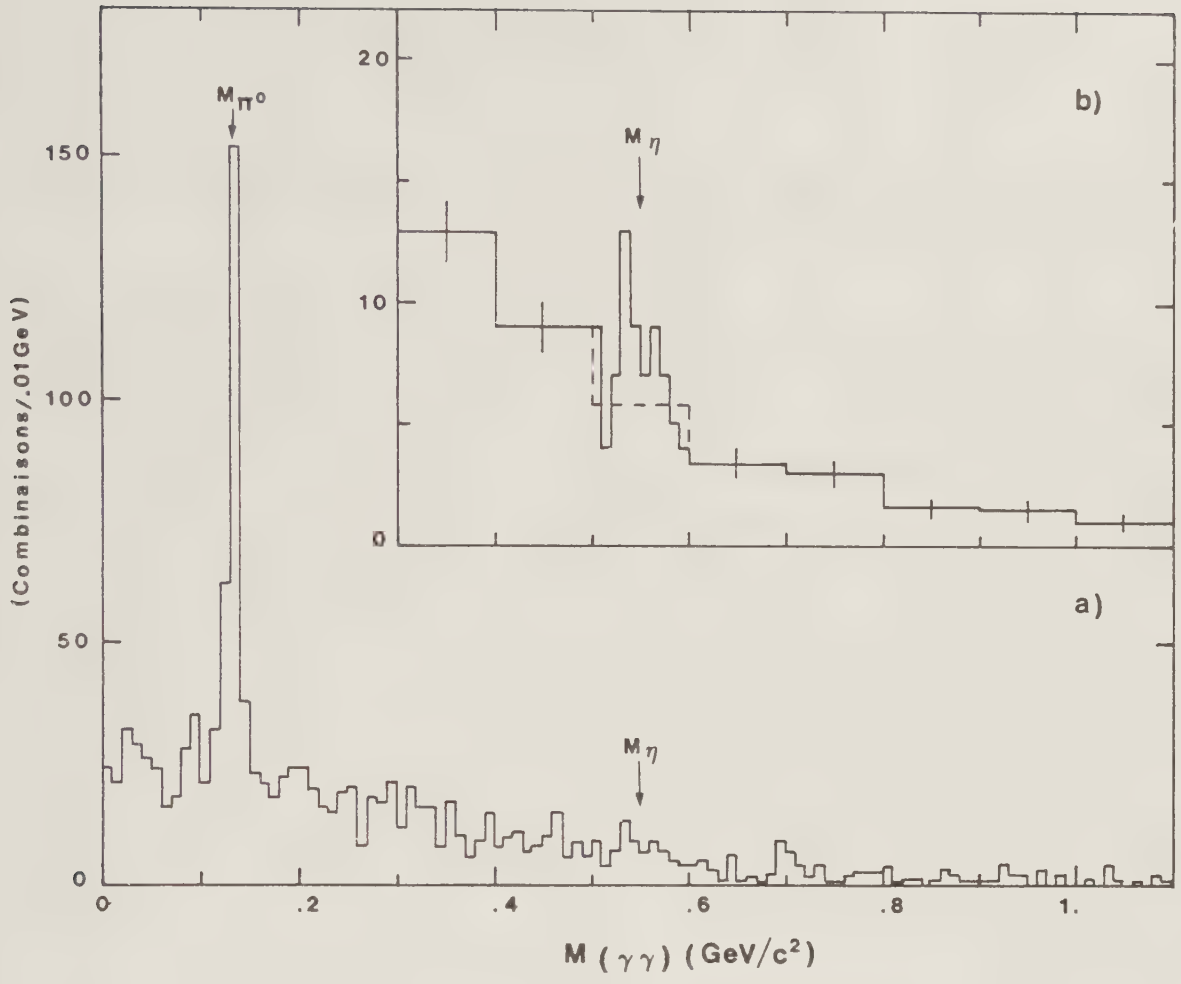


Fig. II.13

a) Distribution de la masse effective M(γγ) montrant le pic caractéristique de la production du π°.

b) Distribution de M(γγ) dans la région de masse du méson η ; on remarque une tendance à l'accumulation (16 ± 9 événements) tout à fait compatible avec la production de η attendue.

les valeurs les plus probables :

$$\sigma(\eta) = 11 \pm 3 \text{ mb}$$
$$\sigma(\pi^\circ) = 56,7 \pm 2,8 \text{ mb}$$
$$\sigma(\pi^\circ_d) = 43,9 \pm 5,4 \text{ mb}$$

qui correspondent respectivement à des multiplicités moyennes de 0,62 ± 0,17, 3,18 ± 0,16 et 2,46 ± 0,30.

Les sections efficaces de production semi-inclusive de γ associées à chaque topologie chargée ont également été déterminées (Table II.4.b). La multiplicité moyenne par topologie chargée semble augmenter continuement en fonction du nombre de traces chargées (figure II.14), avec une pente linéaire de 0,38 ± 0,12 comparable à celle obtenue dans les interactions pp à 69 GeV/c [2.18] ; mais les valeurs obtenues en K-p sont supérieures d'environ deux unités à celles obtenues en pp. Les données des interactions K-p à 14,3, 32 et 110 GeV/c ont également été indiquées sur la figure II.14 pour donner une idée de la dépendance en énergie. On voit que l'augmentation des multiplicités avec l'énergie affecte progressivement de plus en plus les topologies élevées (bien que les erreurs soient plus importantes pour ces dernières), ce qui se traduit par une augmentation de la pente avec l'énergie ($\simeq$ 0 à 14,3 GeV/c et $\simeq$ 0,5 à 110 GeV/c) [2.32].

Les moments de la distribution de multiplicité des π° peuvent être estimés, ainsi que les coefficients de corrélation correspondants, en supposant en première approximation que tous les γ proviennent de la désintégration des π° (dans l'évaluation précédente 8% des γ ne provenaient pas de π°) :

$$< n(\pi^\circ) > \simeq 1/2 \; < n(\gamma) > \; = 3,47 \pm 0,14$$
$$(< n(\pi^\circ) > = 3,18 \pm 0,16)$$
$$D_o(\pi^\circ) \simeq 1/2 \; D_o(\gamma)$$
$$= [1/2 < n(\gamma\gamma) > + 1/4 < n(\gamma) > - 1/4 < n(\gamma) >^2]^{1/2}$$
$$= 2,3 \pm 0,4$$
$$f_2{}^{\circ\circ} = D_o{}^2 - < n(\pi^\circ) > \simeq 1,8 \pm 1,3$$

a)

	σ_i (mb)	$< n_i >$
γ	124 ± 5	6,95 ± 0,28
$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	62 ± 15	3,47 ± 0,84
π^0	56,7±2,8	3,18 ± 0,16
π^0_d	43,9±5,4	2,46 ± 0,30
$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	5,3 ±4,0	0,30 ± 0,22
η	11 ± 3	0,62 ± 0,17

b)

n	$\sigma_n(\gamma)$ (mb)	$<n(\gamma)>_n$
0	0,480±0,186	7,16 ± 3,71
2	9,92 ± 1,20	5,30 ± 0,88
4	27,7 ± 2,2	5,79 ± 0,49
6	31,2 ± 2,2	6,52 ± 0,50
8	28,0 ± 2,1	8,11 ± 0,64
10	15,2 ± 1,5	8,28 ± 0,88
12	8,54 ± 1,41	11,1 ± 1,9
14	1,36 ± 0,55	6,79 ± 2,83
16	0,674±0,488	8,87 ± 6,66

- Table II.4 -

a) Sections efficaces de production inclusive $\sigma(\gamma)$, $\sigma(\pi^\circ \rightarrow \gamma\gamma)$, $\sigma(\pi^\circ)$, $\sigma(\pi^\circ_d)$, $\sigma(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$ et $\sigma(\eta)$, et multiplicités correspondantes.

b) Sections efficaces semi-inclusives topologiques $\sigma_n(\gamma)$ en fonction du nombre de traces chargées n, et multiplicités correspondantes.

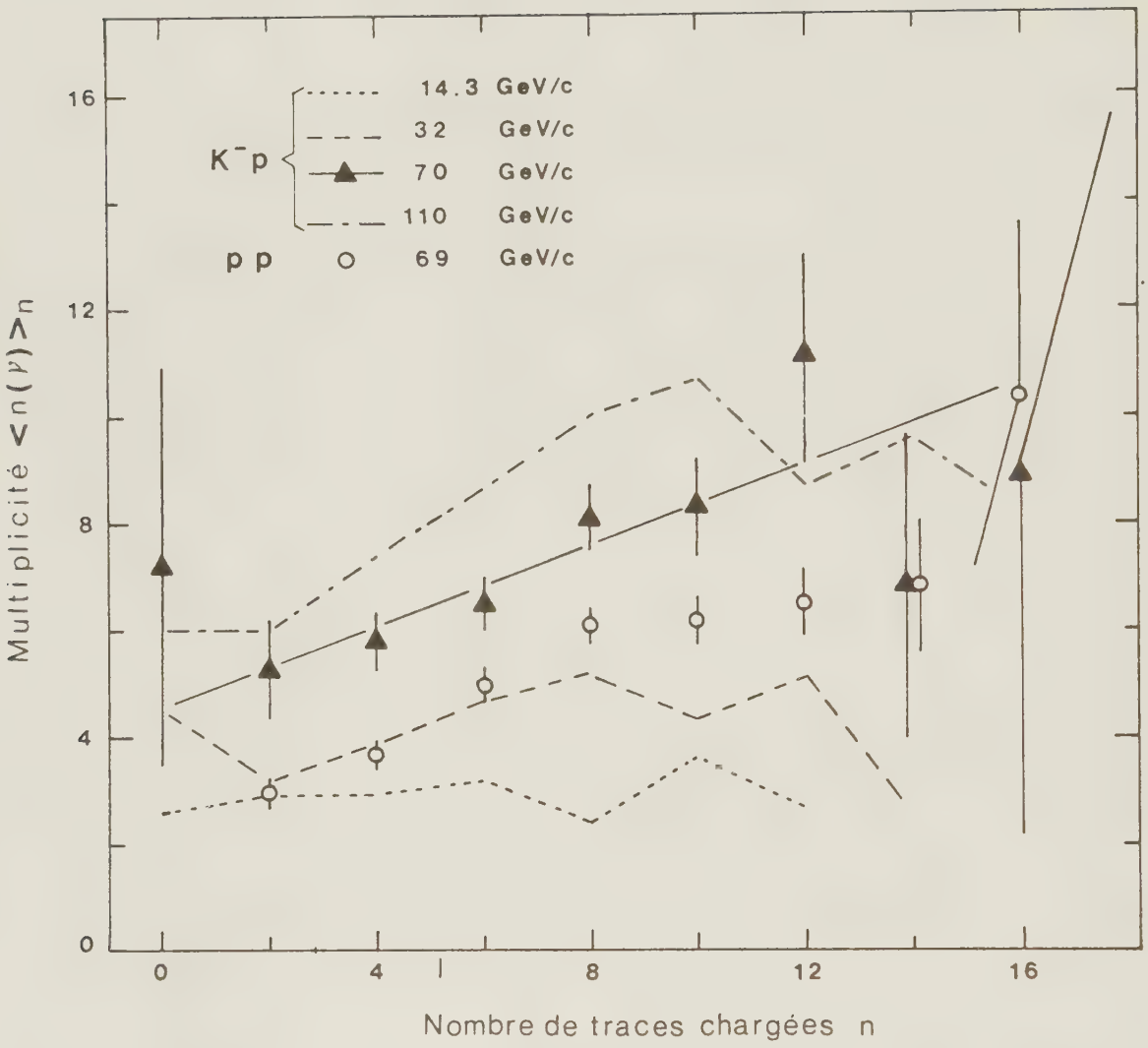


Fig. II.14

Distribution de la multiplicité moyenne $< n(\gamma) >_n$ en fonction du nombre de traces chargées pour les interactions K^-p entre 14,3 et 110 GeV/c. Les données en pp à 69 GeV/c sont également reportées.

Toutes les valeurs des sections efficaces et des multiplicités étudiées dans cette sous-section sont résumées dans la table II.4 .

II.3 SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DES PARTICULES CHARGEES

La majorité des traces des particules chargées produites dans les interactions à haute énergie ne peuvent pas être identifiées. Les ajustements cinématiques à quatre contraintes permettent généralement un certain nombre d'identifications (bien que laissant souvent subsister des ambiguïtées), mais ces ajustements n'affectent qu'une proportion très réduite des événements. L'observation de l'ionisation des traces permet également d'identifier les particules de faible impulsion (bien que ne permettant généralement qu'une identification des protons), mais la proportion des particules de faible impulsion diminue de plus en plus au fur et à mesure que l'énergie de l'interaction augmente. Les sections efficaces inclusives de production des différentes particules chargées ne peuvent donc être obtenues que moyennant un certain nombre d'hypothèses.

II.3.1 Production des K+ et des K-

Les sections efficaces inclusives de production des K+ et des K- ont été calculées à l'aide des hypothèses suivantes :

$$\sigma(K+) \simeq \sigma(K^{\circ}) \qquad (7)$$

et

$$\sigma(K-) \simeq \sigma(\overline{K^{\circ}}) + \sigma(K^-_L) \qquad (8)$$

basées sur les mécanismes de production généralement admis. Dans la relation (8), $\sigma(K^-_L)$ désigne la section efficace de production des K- "leading" qui correspondent à la dissociation diffractive du proton. Cette section efficace peut être mesurée à l'aide de l'intensité du pic diffractif situé autour de 70 GeV/c dans la distribution de l'impulsion dans le laboratoire pour la particule négative la plus rapide

(figure II.15). L'estimation du fond situé sous le pic diffractif est obtenue en ajustant aux données entre 20 et 60 GeV/c un polynôme de degré trois contraint à s'annuler à 70 GeV/c. Tenant compte des erreurs systématiques dues à la détermination du fond, on obtient :

$$\sigma(K^-_L) = 1,1 \pm 0,2 \text{ mb}$$

(les événements élastiques ayant manqué l'ajustement cinématique à quatre contraintes ont bien sûr été soigneusement éliminés dans cette étude). On en déduit alors :

$$\sigma(K^+) = 2,9 \pm 0,5 \text{ mb}$$

et $$\sigma(K^-) = 9,2 \pm 0,6 \text{ mb}.$$

Ces valeurs correspondent respectivement à des multiplicités moyennes de 0,163 ± 0,028 et 0,515 ± 0,034.

Il est par ailleurs intéressant de comparer ces résultats avec les prédictions liées à la conservation de l'étrangeté :

$$\sigma_{inel} = [\sigma(K^-) - \sigma(K^+)] + [\sigma(\overline{K}^0) - \sigma(K^0)] + [\sigma(Y) - \sigma(\overline{Y})] + 2\,\sigma(\Xi) \qquad (9)$$

Si on utilise les mêmes hypothèses que dans la sous-section 2.1 pour la production de Y, $\overline{Y}$ et Ξ, on obtient alors :

$$[\sigma(K^-) - \sigma(K^+)] + [\sigma(\overline{K}^0) - \sigma(K^0)] = 14,31 \pm 0,38 \text{ mb}$$

Utilisant ensuite les relations (7) et (8) on en déduit :

$$\sigma(\overline{K}^0) - \sigma(K^0) = 6,61 \pm 0,22 \text{ mb}$$

et par suite :

$$\sigma(K^0) = 2,2 \pm 0,4 \text{ mb}$$

et $$\sigma(\overline{K}^0) = 8,8 \pm 0,4 \text{ mb}$$

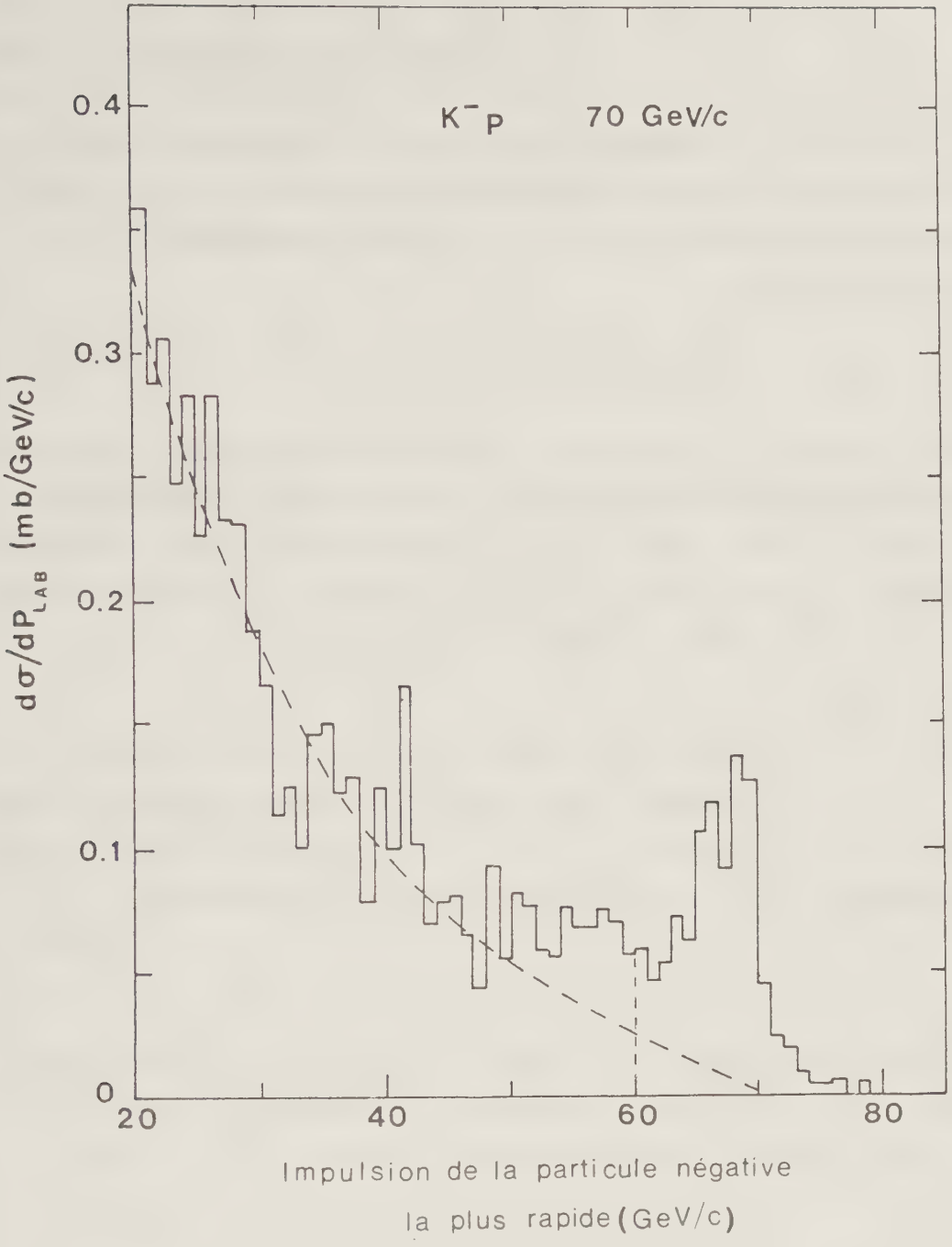


Fig. II.15

Distribution de l'impulsion dans le laboratoire pour la particule négative la plus rapide. La ligne en tirets correspond à l'ajustement, entre 20 et 60 GeV/c, d'un polynôme contraint à s'annuler à 70 GeV/c.

(les erreurs ont été doublées pour tenir compte des incertitudes dues aux hypothèses utilisées). Cette détermination semble sous-estimer la production de K^o, mais montre bien en contrepartie qu'il faut faire attention à ne pas la surestimer. Il est également possible d'utiliser à l'inverse les relations (7) et (9) pour déterminer $\sigma(K-)$, ce qui nous conduit à :

$$\sigma(K-) = 12,0 \pm 1,6 \text{ mb}$$

Malgré l'erreur importante, cette détermination surestime certainement la production des K-, mais montre encore une fois les incertitudes liées à la détermination des sections efficaces de production des particules qu'il n'est pas possible d'identifier dans la chambre à bulles.

II.3.2 Production des p et des $\bar{p}$

La section efficace de production des protons peut être calculée en utilisant la loi de conservation du nombre baryonique :

$$\sigma(B) = \sigma(N) + \sigma(Y) + \sigma(\Xi) = \sigma_{inel} - \sigma(\bar{B}) \qquad (10)$$

Si on utilise toujours les mêmes hypothèses que dans la sous-section 2.1 [2.6,20,21] : $\sigma(\bar{B})/\sigma(B) = \sigma(\bar{\Lambda})/\sigma(\Lambda)$, $\sigma(\Lambda)/\sigma(Y) = 0,64 \pm 0,04$ et $\sigma(\Xi) = 0,26 \pm 0,12$ mb, on obtient :

$$\sigma(B) = 19,40 \pm 0,40 \text{ mb}$$

puis $\sigma(N) = 15,86 \pm 0,51$ mb.

Si on suppose en outre, d'une façon analogue, que le rapport $\sigma(p)/\sigma(N) = 0,57 \pm 0,07$ [2.5] ne varie pas sensiblement entre 14,3 et 70 GeV/c, on obtient enfin :

$$\sigma(p) = 9,1 \pm 1,2 \text{ mb}$$

et $\sigma(\bar{p}) = 0,73 \pm 0,19$ mb

correspondant respectivement à des multiplicités moyennes de $0,510 \pm 0,067$ et $0,041 \pm 0,011$.

II.3.3 Production des $\pi+$ et des $\pi-$

En utilisant la loi de conservation de la charge électrique, les sections efficaces totales inclusives de production des pions chargés peuvent s'exprimer sous la forme :

$$\sigma(\pi+) = \sigma_+ - \sigma(p) - \sigma(K+) - \sigma(\Sigma+) - \sigma(\bar{\Sigma}+) \quad (11)$$

$$\sigma(\pi-) = \sigma_- - \sigma(\bar{p}) - \sigma(K-) - \sigma(\Sigma-) - \sigma(\bar{\Sigma}-) - \sigma(\Xi-) \quad (12)$$

où $\sigma_+ = \sigma_- = \sigma_{inel} < n > /2$. Avec les valeurs calculées précédemment, et les mêmes hypothèses sur la production des Σ, $\bar{\Sigma}$ et Ξ, on obtient alors :

$$\sigma(\pi+) = 42,7 \pm 1,6 \text{ mb}$$

et $$\sigma(\pi-) = 45,0 \pm 1,1 \text{ mb},$$

qui correspondent respectivement à des multiplicités moyennes par événement de 2,39 ± 0,09 et 2,52 ± 0,06.

II.3.4 Dépendance en énergie des multiplicités des particules chargées

La dépendance en énergie des multiplicités des différentes particules chargées est représentée sur la figure II.16 pour la région d'énergie entre 14,3 et 110 GeV [2.5-6,24]. Les valeurs correspondant à 110 GeV/c, non publiées, ont été estimées d'après [2.24] en utilisant les mêmes hypothèses qu'à 70 GeV/c. La dépendance en énergie de $< n >$, $< n(\gamma) >$ et $< n(\pi^o) >$ a également été représentée sur la figure II.16 pour montrer la croissance de la production des π^o, qui semble plus rapide que celle des $\pi\pm$.

On peut noter la croissance lente de $< n(K-) >$ et $< n(p) >$ (moins rapide que celle de $< n >$), contrastant avec la croissance rapide de $< n(K+) >$ et $< n(\bar{p}) >$. On voit également que les pions constituent toujours l'essentiel des traces chargées ($\simeq 80\%$).

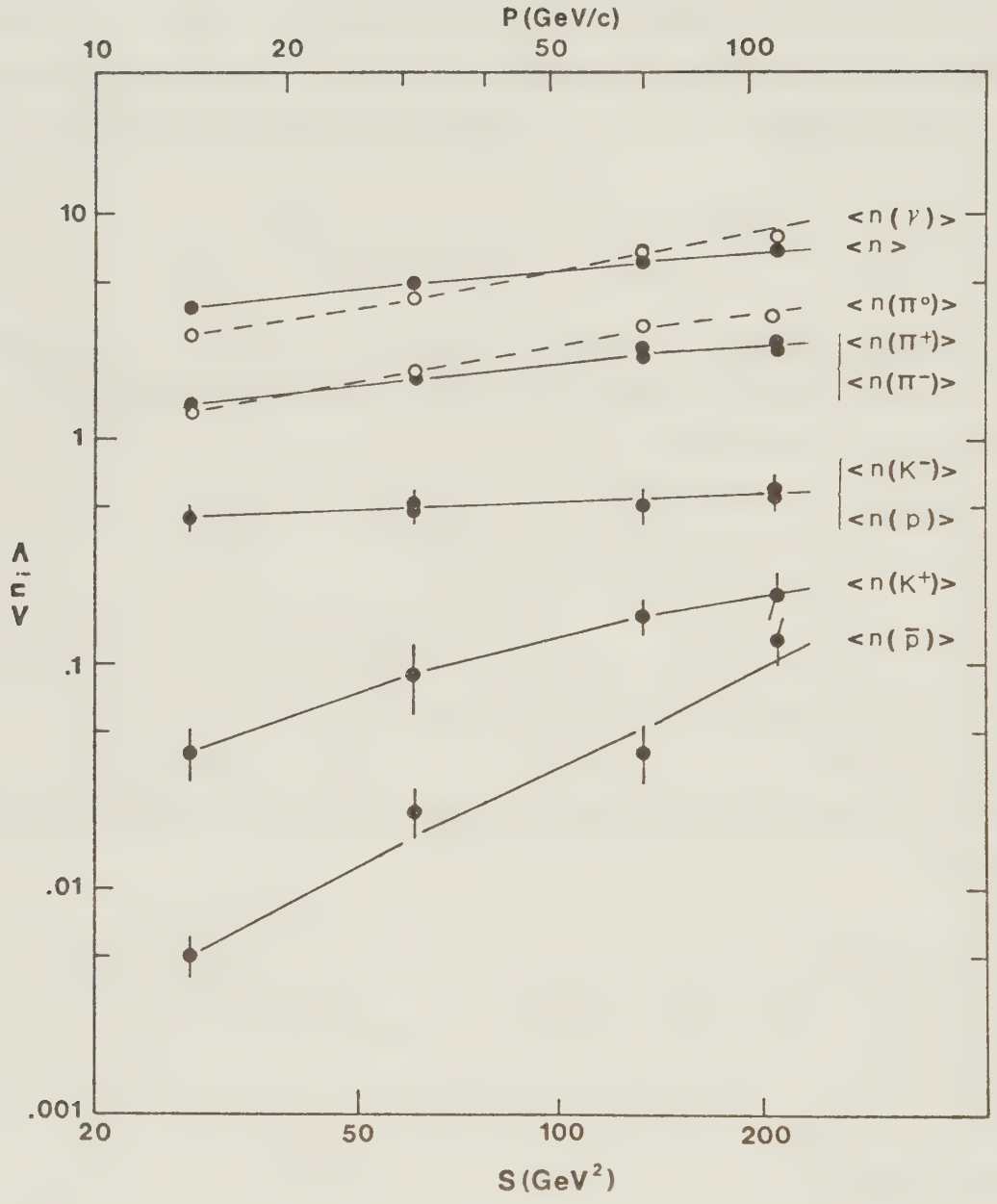


Fig. II.16

Dépendance en énergie des multiplicités moyennes $< n(\pi^{\pm}) >$, $< n(K^{\pm}) >$, $< n(p) >$ et $< n(\bar{p}) >$ entre 14,3 et 110 GeV/c. Les valeurs de $< n >$, $< n(\gamma) >$ et $< n(\pi^{\circ}) >$ ont également été reportées pour comparaison.

Toutes les valeurs des sections efficaces et des multiplicités étudiées dans cette section sont résumées dans la table II.5 .

	σ_i (mb)	$< n_i >$
K+	2,9 ± 0,5	0,163±0,028
K-	9,2 ± 0,6	0,515±0,034
p	9,1 ± 1,2	0,510±0,067
$\bar{p}$	0,73±0,19	0,041±0,011
π+	42,7± 1,6	2,39 ± 0,09
π-	45,0± 1,1	2,52 ± 0,06

- Table II.5 -

Sections efficaces de production inclusive des principales particules chargées $\sigma(\pi^{\pm})$, $\sigma(K^{\pm})$, $\sigma(p)$ et $\sigma(\bar{p})$, et multiplicités correspondantes.

APPENDICE II.A ASSOCIATIONS FORTUITES DES γ

Nous avons vu dans la section 1 qu'un certain nombre d'événements élastiques s'étaient vu associer des γ peu énergiques avec une faible probabilité. Nous avons donc voulu estimer l'ordre de grandeur de cette éventuelle contamination. La source la plus probable pour une telle contamination provient des γ issus d'interactions ayant eu lieu dans la fenêtre d'entrée de BEBC, ou dans la région d'hydrogène liquide située en amont du volume INVOL. Nous avons vu, dans le chapitre I, que la longueur d'interaction des K- de 70 GeV/c dans l'hydrogène liquide est 13,43 m. On calcule d'une façon analogue que la longueur d'interaction dans le fer est 10,54 cm. La fenêtre d'entrée de BEBC mesurant 1 cm d'épaisseur, on en déduit qu'elle est équivalente à 124 cm d'hydrogène liquide. D'autre part, la région située en amont du volume INVOL mesure environ 60 cm, ce qui fait une longueur totale équivalente à 184 cm d'hydrogène liquide.

On peut alors commencer par calculer la probabilité pour qu'un γ produit en amont du volume INVOL soit associable (par un ajustement cinématique à trois contraintes) à un événement primaire pris au hasard dans INVOL. Ceci a été fait en simulant les γ produits en amont d'INVOL à l'aide des γ produits dans les 45 cm au début du volume INVOL. Cette approximation conduit à une légère surestimation de la contamination possible, car on néglige ainsi les γ produits avant INVOL et se matérialisant également en amont d'INVOL, or ces γ sont forcément non associés ; mais nous négligerons par ailleurs les γ produits lors d'interactions secondaires en amont d'INVOL. La simulation a été effectuée pour cinq tranches d'impulsion du γ, de façon à tenir compte de l'effet observé pour les γ peu énergiques. La table II.6 résume, pour les différentes tranches d'impulsion, le nombre de γ testés, le nombre de γ qui se sont avérés associés à un événement primaire choisi au

p_{lab} (GeV/c)	γ associés	γ testés	probabilité
0,0 /0,0675	17	32	0,53
0,0675/ 0,5	67	217	0,31
0,5 / 1,4	23	199	0,12
1,4 / 4,0	9	162	0,06
4 / 70	14	154	0,09
Total	130	764	0,17
contamination	113	764	0,148

- Table II.6 -

Nombre de γ testés, nombre de γ associés à un événement primaire choisi au hasard, et probabilité d'association fortuite en fonction de l'impulsion des γ.

hasard dans INVOL (en pratique, un événement primaire du cliché précédent), et la probabilité d'association correspondante. On note, comme attendu, que la probabilité d'association fortuite est très grande (53%) pour les γ de moins de 67,5 MeV/c d'impulsion ; toutefois la relation (5) permet de ne pas tenir compte de ces γ dans l'estimation de la section efficace, et ils ne doivent donc pas être inclus dans l'estimation de la contamination possible. La probabilité d'association fortuite moyennée sur la région d'impulsion au dessus de 67,5 MeV/c est en fait 0,148, ce qui est loin d'être négligeable. La section efficace de production des γ étant $\sigma(\gamma)$ = 124 mb, la probabilité par trace incidente pour qu'il y ait un γ produit avant INVOL est :

$$(1 - \exp(-184/1343)) \quad 124/20,38 = 0,779 \ .$$

Le nombre moyen de traces incidentes par cliché (mesuré par des compteurs lors de la prise des données) étant par ailleurs 2,96, on en déduit qu'il y a en moyenne dans chaque cliché 2,30 γ produits en amont du volume INVOL. Sachant que 2,96 K- entrent dans BEBC en moyenne à chaque cliché, on calcule aisément que 2,58 K- entrent dans INVOL. Utilisant par ailleurs la probabilité d'interaction dans INVOL :

$$p = 1 - \exp(-230/1343) = 0,157$$

on en déduit la probabilité d'avoir une interaction :

$$p_1 = 2,58 \ p \ (1-p)^{2,58-1} = 0,310$$

et la probabilité d'avoir deux interactions :

$$p_2 = 2,58 \ (2,58 - 1)/2 \qquad p^2(1-p)^{2,58-2} = 0,046$$

On peut donc calculer la probabilité d'avoir une interaction dans INVOL et un γ produit avant INVOL et associé fortuitement à l'interaction :

$$p'_1 = 2,30 \times 0,310 \times 0,148 = 0,106$$

ainsi que la probabilité d'avoir deux interactions dans INVOL et un γ produit avant INVOL et associé fortuitement à l'une ou l'autre des interactions :

$$p'_2 = 2,30 \times 0,046 \ (2 \times 0,148 - (0,148)^2) = 0,029$$

Il y a donc en moyenne dans chaque cliché 0,106 + 0,029 = 0,135 γ produit avant INVOL et associé fortuitement à un événement primaire situé dans INVOL. Finalement, si 2,58 K- arrivent dans INVOL à chaque cliché, le nombre moyen de γ produits dans INVOL est :

$$2,58 \ (1 - \exp(-230/1343)) \quad 124/20,38 = 2,47$$

et la surestimation possible est donc de 0,135/2,47 = 0,055 c'est à dire 6,8 mb pour $\sigma(\gamma)$.

En fait, cette valeur constitue une limite supérieure car l'association éventuelle des V° et γ avec les interactions en amont d'INVOL est soigneusement examinée lors du dépouillement des résultats de mesure. Une estimation de l'ordre de grandeur de la contamination réelle peut être obtenue à l'aide des événements élastiques. Nous avons vu en effet que 947 événements à deux branches ont satisfait l'ajustement à quatre contraintes de l'hypothèse élastique ; nous en avons par ailleurs récupéré 63 qui avaient manqué l'ajustement. Parmi ces derniers, 30 comportaient un γ associé fortuitement et 5 comportaient deux γ associés fortuitement. Puisque l'association des γ ne dépend pas du type d'interaction primaire, on en déduit l'ordre de grandeur de la contamination possible :

$$20,38 \ (30 + 2 \times 5)/(947 + 63) = 0,81 \text{ mb.}$$

Sachant par ailleurs que 15 de ces 40 γ avaient une impulsion inférieure à 67,5 MeV/c, on en déduit que la contamination effective de $\sigma(\gamma)$ est plutôt de l'ordre de 0,51 mb.

Il est enfin intéressant de noter que 28 des 63 événements ayant manqué l'ajustement ne comportaient pas de γ associé fortuitement. Ceci correspond à une perte de 28/(947 + 63) = 2,77% des ajustements à quatre contraintes. Si on suppose alors la même proportion pour les ajustements à trois contraintes, on en déduit une perte possible de 124 x 0,0277 = 3,4 mb de γ, ce qui compense sûrement l'éventuelle surestimation précédente.

REFERENCES DU CHAPITRE II

[2.1] Carrol A.S. et al. : Phys. Lett. 61B, 303 (1976)

[2.2] Ayres D.S. et al. : Phys. Rev. D15, 3105 (1977)

[2.3] De nombreux ouvrages mentionnent ce théorème classique, voir par exemple :
Bricman C. et al. : Review of Particle Properties, Rev. of Mod. Phys. 52, 1 (1980) ;
pour l'estimation de la partie réelle, voir aussi :
Baillon P. et al. : Nucl. Phys. B107, 189 (1976).

[2.4] De Wolf E. et al. : Nucl. Phys. B87, 325 (1975)

[2.5] Louedec C. et al. : Nuovo Cim. 41A, 166 (1977)

[2.6] Cochet C. et al. : Nucl. Phys. B124, 61 (1977)

[2.7] Ransoné G. et al. : Nucl. Phys. B167, 285 (1980)

[2.8] Fong D. et al. : Nucl. Phys. B102, 386 (1976)

[2.9] Albini E. et al. : Nuovo Cim. 32A, 101 (1976) ;
Stix P. and Ferbel T. : Phys. Rev. D15, 358 (1977).

[2.10] Thome W. et al. : Nucl. Phys. B129, 365 (1977)

[2.11] Wroblewski A. : Acta Phys. Pol. B4, 857 (1973) ;
Wroblewski A. : Proceedings of the Int. symposium on multiparticle dynamics (Kayserberg, juin 1977)

[2.12] Mueller A.H. : Phys. Rev. D2, 2963 (1970)

[2.13] Slattery P. : Phys. Rev. D7, 2073 (1973)

[2.14] Akopdjanov G.A. et al. : Nucl. Phys. B75, 401 (1974)

[2.15] Une étude de ces possibilités a été effectuée (en utilisant des résultats préliminaires en K-p à 70 GeV/c) mais la précision statistique est insuffisante pour permettre de répondre avec certitude ; voir par exemple : Dumarchez J. : Thèse de 3e cycle, Université Paris Sud (1980)

[2.16] Buras A.J. et al. : Phys. Lett. 47B, 251 (1973)

[2.17] Rawlingson W.R. et al. : Dausbury Nucl. Phys. Laboratory, rapport n° P1114 ;
Jost R. et al. : Phys. Rev. 80, 189 (1950).

[2.18] Boratav M. : Thèse de Doctorat d'Etat,
Université Pierre et Marie Curie (Paris, 1976).

[2.19] Vilanova D. : Thèse de 3e cycle, Université Paris VII (1977)

[2.20] Cerulus F. : Nuovo Cim. 19, 528 (1961)

[2.21] Bardadin-Otwinowska M. et al. : Nucl. Phys. B90, 397 (1975)

[2.22] Borg A. et al. : Nuovo Cim. 22A, 559 (1974)

[2.23] Arestov Yu.I. et al. : Z. Physik C7, 97 (1981)

[2.24] Wright P.R.S. et al. : "Inclusive production of γ, K_n, Λ and $\bar{\Lambda}$ in K-p interactions at 110 GeV/c", rapport CERN/EP 81-2, soumis à Nucl. Phys. B

[2.25] Ammosov V.V. et al. : Nucl. Phys. B115, 269 (1976)

[2.26] Bethe H.A. and Heitler W. : Proc. Roy. Soc. A146, 83 (1934) ;
Bethe H.A. and Ashkin J. : Experimental Nucl. Phys.,
Segre E. ed., Vol. 1, p. 329, Wiley (New York, 1953)

[2.27] Pierre F. et al. : Nucl. Phys. B77, 45 (1974)

[2.28] Elliot J.R. et al. : Phys. Rev. D17, 83 (1978) ;
Bockmann K. et al. : Nucl. Phys. B119, 253 (1977) ;
Biswas N.N. et al. : Phys. Rev. D10, 3579 (1974) ;
Angelov N. et al. : Sov. J. Nucl. Phys. 21, 87 (1975) ;
Swanson D. et al. : Phys. Lett. 48B, 479 (1974) ;
Gramenitcki I.M. : Proceedings of the Int. conference on high energy physics, Vol. 1 (Tbilisi, juillet 1976) ;
Raja R. et al. : Phys. Rev. D15, 627 (1977) ;
Bartke J. et al. : Acta Phys. Pol. B5, 689 (1974) ;
Jabiol M.A. et al. : Nucl. Phys. B127, 365 (1977).

[2.29] Borg A. et al. : Nucl. Phys. B106, 430 (1976)

[2.30] Cochet C. et al. : "Inclusive production of π^0, η, ω and Σ^0 in K-p interactions at 32 GeV/c",
article présenté à la conférence Européenne sur la physique des particules (Budapest, juillet 1977)

[2.31] Cochet C. et al. : "Vector and tensor meson production in K-p interactions at 32 GeV/c", Saclay internal report DPhPE 79-03.

[2.32] Dao F.T. and Whitmore J. : Phys. Lett. 46B, 252 (1973)

- CHAPITRE III -

SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES

Ce chapitre est la suite naturelle et le complément du précédent puisqu'il a pour sujet la détermination des distributions des sections efficaces différentielles par rapport aux principales variables cinématiques. Nous y étudierons également quelques aspects généraux de la dépendance en énergie de ces distributions. Une étude plus détaillée, basée sur les modèles de quarks, sera ensuite l'objet des chapitres IV et V.

III.1 DISTRIBUTIONS INVARIANTES ET NON INVARIANTES

Les sections efficaces différentielles invariantes $E\, d\sigma/d^3p$ et non invariantes $d\sigma/d^3p$ sont étudiées par rapport aux variables cinématiques P_{lab} (impulsion dans le laboratoire pour la particule considérée), x de Feynman (impulsion longitudinale réduite dans le système du centre de masse, $x = 2P_L/\sqrt{s}$), rapidité y dans le système du centre de masse ($y = 1/2\ \mathrm{Log}[(E+P_L)/(E-P_L)]$) et P_T^2 (carré de l'impulsion transverse). Les relations principales définissant les distributions invariantes après moyenne sur l'angle azimutal sont [3.1] :

$$E\frac{d\sigma}{d^3p} = \frac{E_{lab}}{2\pi \sin\theta_{lab}\, P_{lab}^2}\,\frac{d^2\sigma}{dP_{lab}\, d\theta_{lab}}$$

$$= \frac{2E}{\pi\sqrt{s}}\,\frac{d^2\sigma}{dx\, dP_T^2} = \frac{1}{\pi}\,\frac{d^2\sigma}{dy\, dP_T^2} \qquad (1)$$

(ceci montre bien la correspondance entre les différentes variables cinématiques utilisées). Les principales propriétés et les avantages particuliers de ces variables, en fonction de la région de l'espace de phase étudiée, sont par ailleurs très bien décrits dans [3.2]. De façon à simplifier les notations, nous noterons respectivement (suivant les variables considérées) $f(P_{lab},\theta_{lab})$, $f(x,P_T^2)$ et $f(y,P_T^2)$ les trois formes de la distribution invariante décrites par (1). Nous écrirons en outre, par abus de notation :

$$F(x) = \int f(x,P_T^2)\, dP_T^2$$
$$F(y) = \int f(y,P_T^2)\, dP_T^2$$
et $$F(P_T^2) = \int f(x,P_T^2)\, dx = \int f(y,P_T^2)\, dy.$$

A part quelques cas particuliers qui seront exposés en détail, les pondérations et les corrections utilisées pour déterminer les sections efficaces différentielles sont les mêmes que celles qui ont été décrites dans le chapitre précédent. Nous avons donc supposé d'une façon générale que ces pondérations et corrections étaient à peu près indépendantes des variables cinématiques étudiées.

III.1.1 Production des Λ et des $\bar{\Lambda}$

Les sections efficaces différentielles $d\sigma/dP_{lab}$ des Λ et des $\bar{\Lambda}$ sont présentées sur la figure III.1.a. On y remarque l'absence de Λ de moins de 200 MeV/c d'impulsion, ainsi que de $\bar{\Lambda}$ de moins de 500 MeV/c d'impulsion. Cet effet (négligeable en pratique pour les autres distributions, compte tenu de la précision statistique) est dû à la coupure en longueur minimale (l_{min} = 2 cm). On calcule en effet aisément que la probabilité pour que ces Λ ou $\bar{\Lambda}$ peu énergiques se désintègrent après un parcours de plus de 2 cm est inférieure à la sensibilité statistique de notre expérience ; ces Λ et $\bar{\Lambda}$ ne peuvent donc pas être corrigés par le poids potentiel décrit dans le chapitre II. La limite en impulsion plus faible pour les Λ est alors uniquement due au fait que les Λ sont plus nombreux.

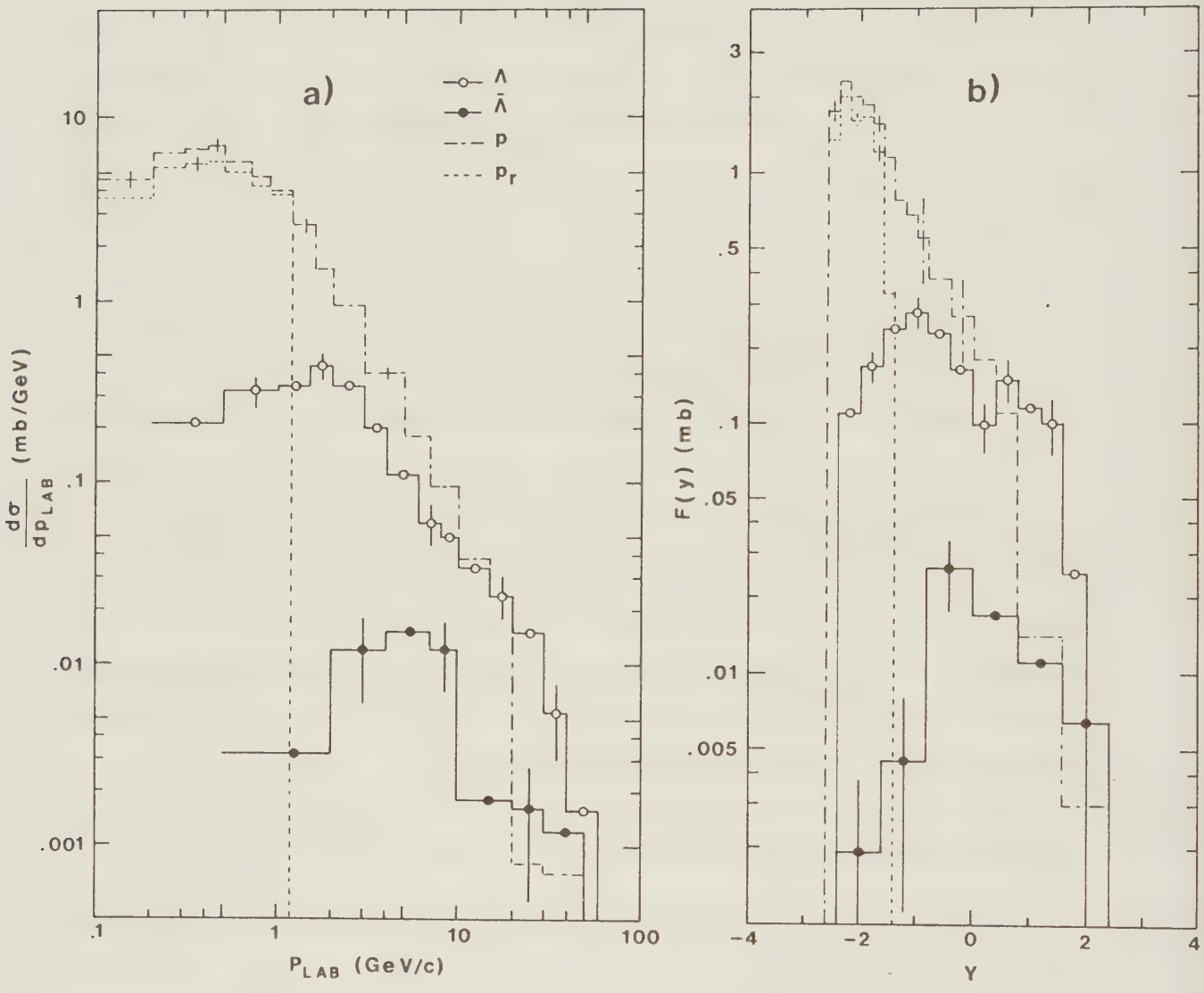


Fig. III.1 a et b

Sections efficaces différentielles des Λ, des $\bar{\Lambda}$ et des protons, a) $d\sigma/dp_{lab}$, b) F(y), c) F(x), et d) $F(P_T^2)$. On a également indiqué la contribution (p_r) des protons de moins de 1200 MeV/c d'impulsion non contraints cinématiquement (protons pour lesquels l'ionisation est le seul mode d'identification).

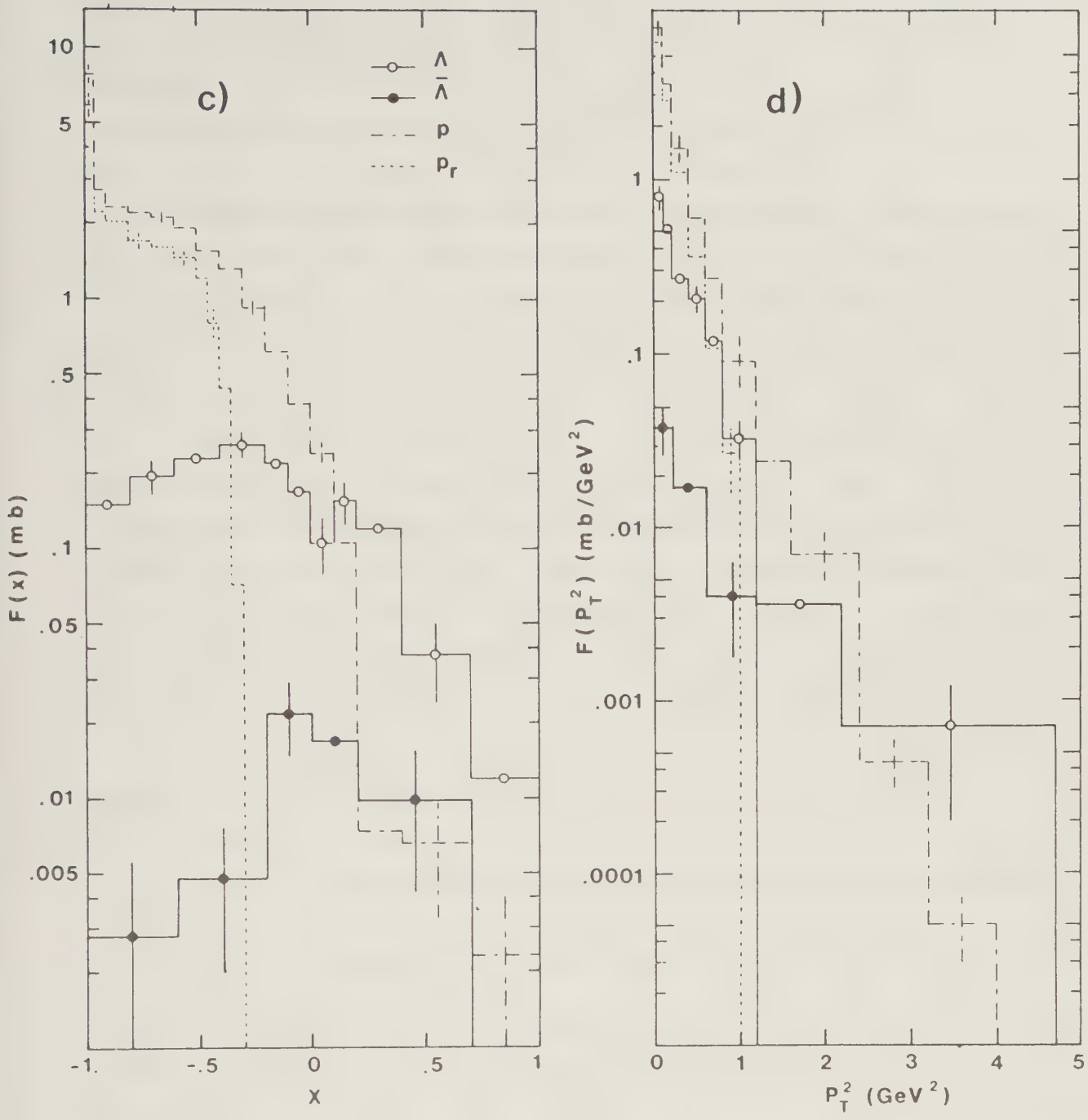


Fig. III.1 c et d

Les sections efficaces différentielles invariantes F(y), F(x) et $F(P_T^2)$ pour les Λ et les $\bar{\Lambda}$ sont présentées dans les tables III.1.a-c(*) et sont reportées sur les figures III.1.b-d. On remarque la présence d'un creux au voisinage de x = 0 (ou y = 0) dans la distribution des Λ. Cet effet, déjà observé à plus basse énergie [3.3], peut être interprété en accord avec ce qui a été vu dans la section II.2 et avec les modèles décrits dans [3.3-5]. Si on utilise l'hypothèse que la production des Λ résulte principalement des trois composantes Λ + pions, $\Lambda K\bar{K}$ + pions et $\Lambda N\bar{N}$ + pions, alors la décroissance avec l'énergie de la première composante (voir section II.2) laisse subsister la deuxième à $x < 0$ et la troisième à $x > 0$, avec un creux entre les deux dans la région $x \simeq 0$. Ceci est d'ailleurs confirmé par la distribution de F(x) des Λ provenant des combinaisons ΛK_n (également indiquée dans la table III.1.b) qui montre que la quasi totalité des Λ produits à $x < 0$ proviennent des combinaisons $\Lambda K\bar{K}$ (d'après les hypothèses utilisées dans la section II.2 [3.4-5], la section efficace des ΛK_n est égale à celle des $\Lambda K\bar{K}$).

Les sections efficaces différentielles $d\sigma/dx$ et $d\sigma/dP_T^2$ des Λ et des $\bar{\Lambda}$, ainsi que F(y) et $F(P_T^2)$ des Λ de ΛK_n, sont également présentées dans les tables III.1.a-c.

III.1.2 Production des protons

Nous avons vu que les protons peuvent être reconnus par l'ionisation de leur trace jusqu'à une impulsion de 1200 MeV/c. D'autres protons sont identifiés par les ajustements cinématiques à quatre contraintes. La section efficace des protons de moins de 1200 MeV/c (reconnus par l'ionisation) est de 5,85 ± 0,16 mb ; celle des protons identifiés par les ajustements est 1,00 ± 0,06 mb (dont 0,75 ± 0,04 mb au dessous

---

(*) Pour faciliter la lecture du chapitre III, toutes les tables des sections efficaces différentielles ont été regroupées dans l'appendice III.A.

de 1200 MeV/c). Ces valeurs tiennent compte bien entendu de la correction des pertes de protons à faible impulsion décrite dans la section II.1 (extrapolation de la distribution $d\sigma/dt'$) ; il en sera tenu compte de même lors du calcul des sections efficaces différentielles des protons.

Nous avons vu par ailleurs que la section efficace inclusive de production des protons est $\sigma(p) = 9,1 \pm 1,2$ mb ; les protons rapides non identifiés constituent donc une part importante ($\simeq 30\%$) de l'ensemble des protons. Dans ces conditions, il est bien évident qu'il serait difficile de prétendre calculer avec précision les sections efficaces différentielles de production des protons. Mais il est tout de même très intéressant d'en estimer l'ordre de grandeur, avec une précision raisonnable, dans le but de pouvoir calculer les distributions des $\pi+$ à partir des distributions mesurées pour l'ensemble des traces positives (les protons rapides non identifiés sont environ dix fois moins nombreux que les $\pi+$, une erreur de 20% sur leur contribution conduit donc à une erreur de l'ordre de 2% sur les distributions des $\pi+$). Nous allons donc essayer d'estimer la distribution des 3 mb de protons non identifiés.

Dans le diagramme représentant x en fonction de P_T^2 (figure III.2.a), les protons de moins de 1200 MeV/c (identifiés par l'ionisation) occupent la région hachurée (région I). Nous avons alors effectué une extrapolation dans la région $x < 0,2$ (région II) en supposant qu'il était possible de décrire la densité de population par une loi de la forme :

$$\frac{d^2\sigma}{dx\, dP_T^2} = A(x) \quad \exp(-B(x)\, P_T^2) \qquad (2)$$

Nous avons pour cela paramétrisé les coefficients A(x) et B(x) par des polynômes de degré deux, et nous avons ajusté les paramètres de façon à reproduire les données expérimentales dans la région I, tout en contraignant l'intégrale de la distribution à être approximativement égale à la section

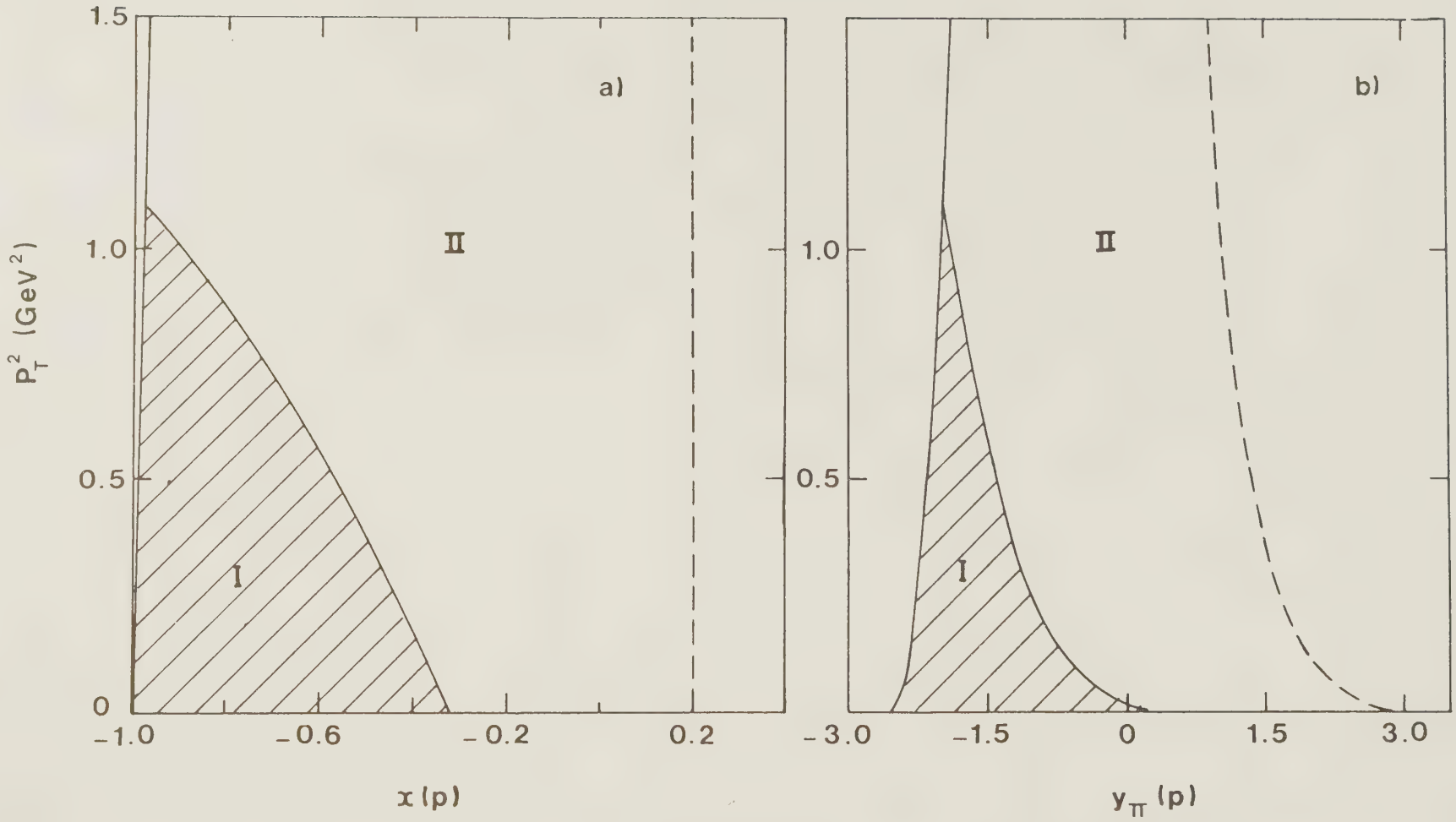


Fig. III.2

a) Diagramme $x - P_T^2$ dans lequel on a représenté (zone hachurée) la région I où les protons sont identifiés par l'ionisation ($P_{lab} < 1,2$ GeV/c) ; la région II, limitée par la ligne en tirets, correspond au domaine dans lequel on a effectué l'extrapolation décrite dans le texte.

b) Diagramme analogue à a) pour les variables y_π et P_T^2 (y_π désigne la valeur de y calculée pour un proton auquel on a attribué une masse de π).

efficace $\sigma(p)$ calculée par ailleurs (en fait, cet ajustement a été effectué par rapport à la distribution des protons de moins de 1200 MeV/c non contraints cinématiquement ; cette distribution est pratiquement proportionnelle, dans la région I, à celle de l'ensemble des protons). Cette limitation de l'intégrale de la distribution nous a amenés à imposer $A(x) = 0$ pour $x > 0,2$ (sinon l'ajustement n'est pas tout à fait assez contraint). Cette limite quelque peu arbitraire est justifiée par l'hypothèse que, pour $x > 0,2$, la production des protons doit être probablement inférieure à la production des Λ, c'est à dire relativement très petite (table III.1.b et figures III.1.a,c).

La figure III.3 montre les valeurs de $A(x)$ et $B(x)$ obtenues en ajustant une fonction de la forme (2) indépendamment dans chaque intervalle de x, ainsi que les valeurs obtenues par l'ajustement global utilisant une paramétrisation polynômiale. D'une façon générale, les données expérimentales (région I de la figure III.2.a) sont assez bien reproduites par la fonction ajustée, et cette dernière permet de calculer automatiquement par programme la contribution des protons non identifiés pour toutes les variables cinématiques étudiées (il est bien évident tout de même que les incertitudes liées à cette méthode restent importantes).

La section efficace différentielle $d\sigma/dP_{lab}$ des protons est présentée sur la figure III.1.a, où on a également reporté la contribution (p_r) des protons de moins de 1200 MeV/c non contraints cinématiquement (pour lesquels l'ionisation est le seul mode d'identification). Les sections efficaces différentielles invariantes $F(y)$, $F(x)$ et $F(P_T^2)$ des protons sont présentées dans les tables III.2.a-c(*) et sont reportées sur les figures III.1.b-d. Les sections efficaces différentielles non invariantes $d\sigma/dx$ et $d\sigma/dP_T^2$ des protons

---

(*) Pour faciliter la lecture du chapitre III, toutes les tables des sections efficaces différentielles ont été regroupées dans l'appendice III.A.

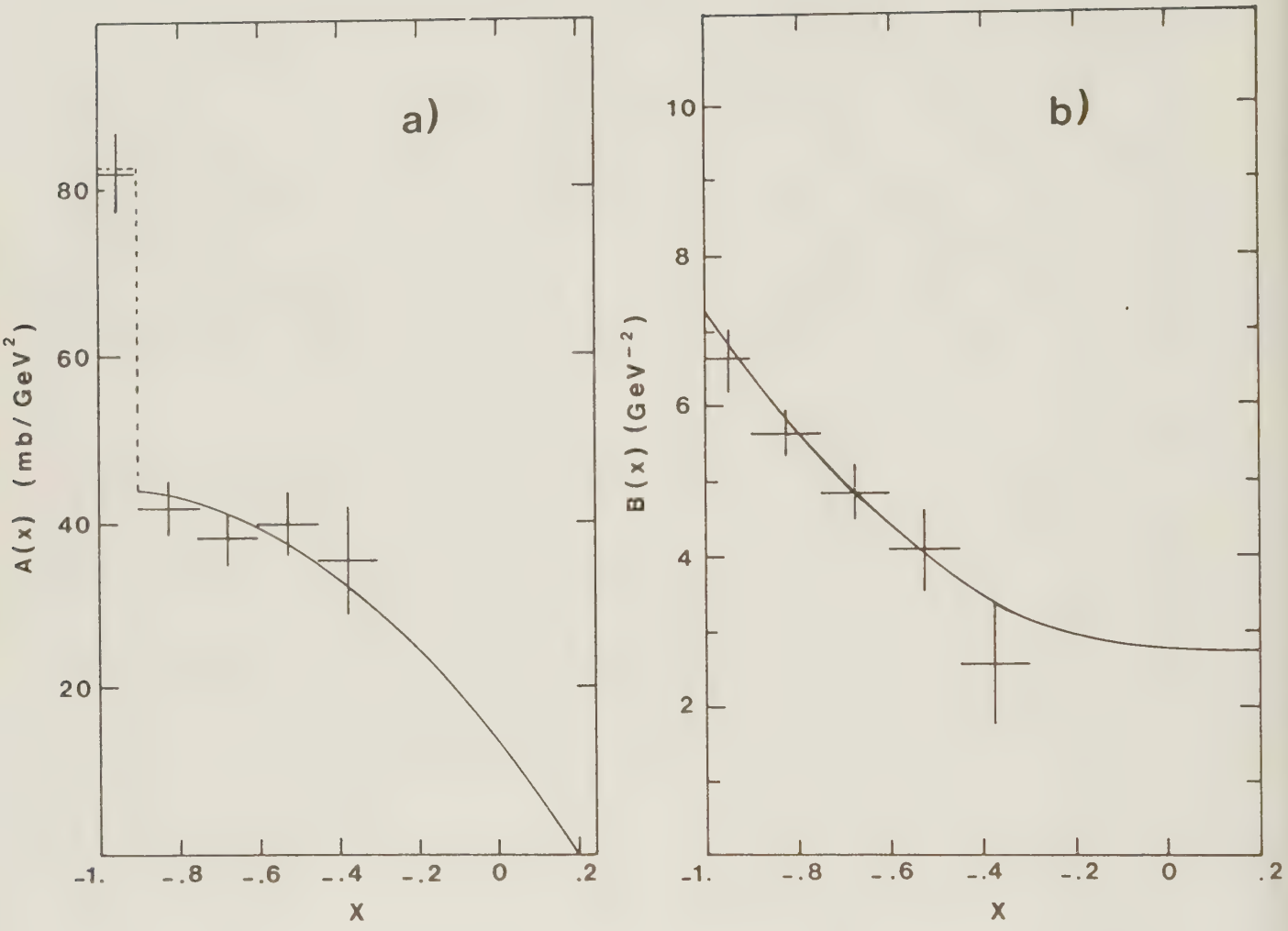


Fig. III.3

Dépendance en x des coefficients A(x) (a) et B(x) (b) utilisés pour la correction des protons. Les croix représentent les valeurs obtenues indépendamment dans chaque intervalle ; la ligne en trait plein représente l'ajustement global utilisant une paramétrisation polynomiale (pour A(x), le premier point doit être considéré à part car il contient la contribution des protons "leading").

sont également présentees dans les tables III.2.b-c ; on a aussi indiqué la contribution (p_r) des protons de moins de 1200 MeV/c non contraints cinématiquement, ainsi que la contribution (p_a) des protons identifiés par les ajustements cinématiques.

III.1.3 Production des K_n

La section efficace différentielle $d\sigma/dP_{lab}$ des K_n est présentée sur la figure III.4.a pour les impulsions supérieures à 300 MeV/c (au dessous de cette limite, la probabilité pour qu'un K^o_s se désintègre après un parcours supérieur à l_{min} = 4 cm tombe au dessous du seuil de sensibilité statistique de notre expérience). De façon à donner une estimation des contributions respectives des K^o et des $\overline{K^o}$ aux sections efficaces différentielles des K_n, on a supposé que les relations (II.3) et (II.4) étaient valides, au moins en première approximation, dans chaque intervalle de x ou P_T^2 (nous verrons dans le chapitre IV que des relations légèrement différentes, basées sur les modèles de quarks, peuvent être utilisées dans les régions $x < -0,2$ et $x > 0,2$; mais la différence étant limitée, nous n'en tiendrons pas compte ici pour ne pas compliquer les calculs). Ceci correspond plus précisément à écrire pour tout $x < 0$:

$$\frac{d^2\sigma}{dx\ dP_T^2}(K^0,x) \simeq \frac{1}{2}\ \frac{d^2\sigma}{dx\ dP_T^2}(K_n,x) \qquad (3)$$

puis pour tout $x > 0$:

$$\frac{d^2\sigma}{dx\ dP_T^2}(K^0,x) \simeq \frac{d^2\sigma}{dx\ dP_T^2}(K^0,-x) \qquad (4)$$

et à en déduire par différence la contribution des $\overline{K^o}$. Un simple système de pondération reproduisant les relations (3) et (4) permet alors de calculer automatiquement par programme les contributions respectives des K^o et des $\overline{K^o}$ pour toutes les variables cinématiques étudiées. L'estimation ainsi obtenue de la section efficace différentielle $d\sigma/dP_{lab}$ des K^o et $\overline{K^o}$ est reportée sur la figure III.4.a.

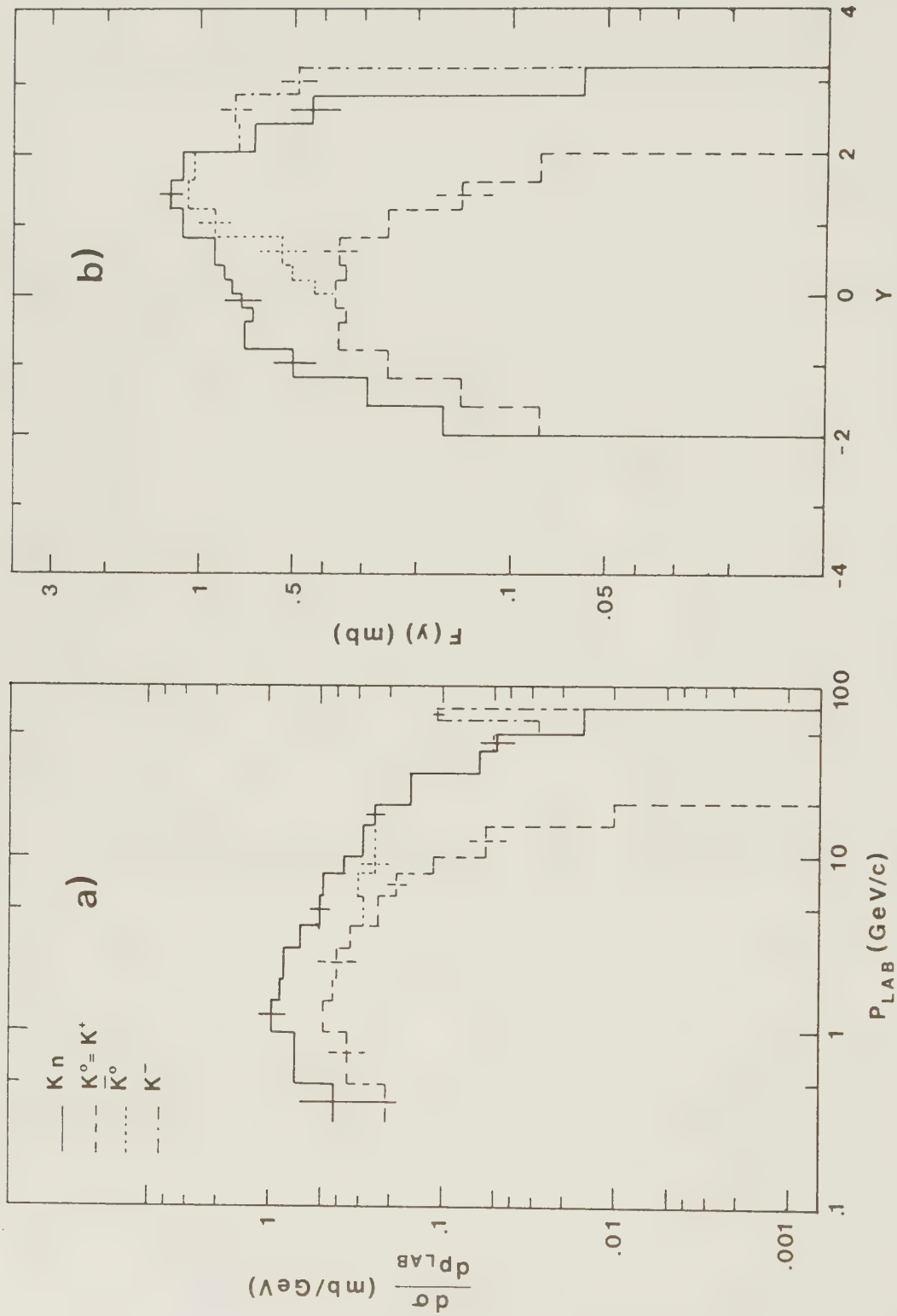


Fig. III.4 a et b

Sections efficaces différentielles des K_n, des K^o (= K^+), des $\bar{K}^o$ et des K^- ; a) $d\sigma/dp_{lab}$, b) $F(y)$, c) $F(x)$ et d) $F(P_T^2)$ (la distribution $F(P_T^2)$ des $\bar{K}^o$, peu différente de celle des K_n, n'est pas représentée).

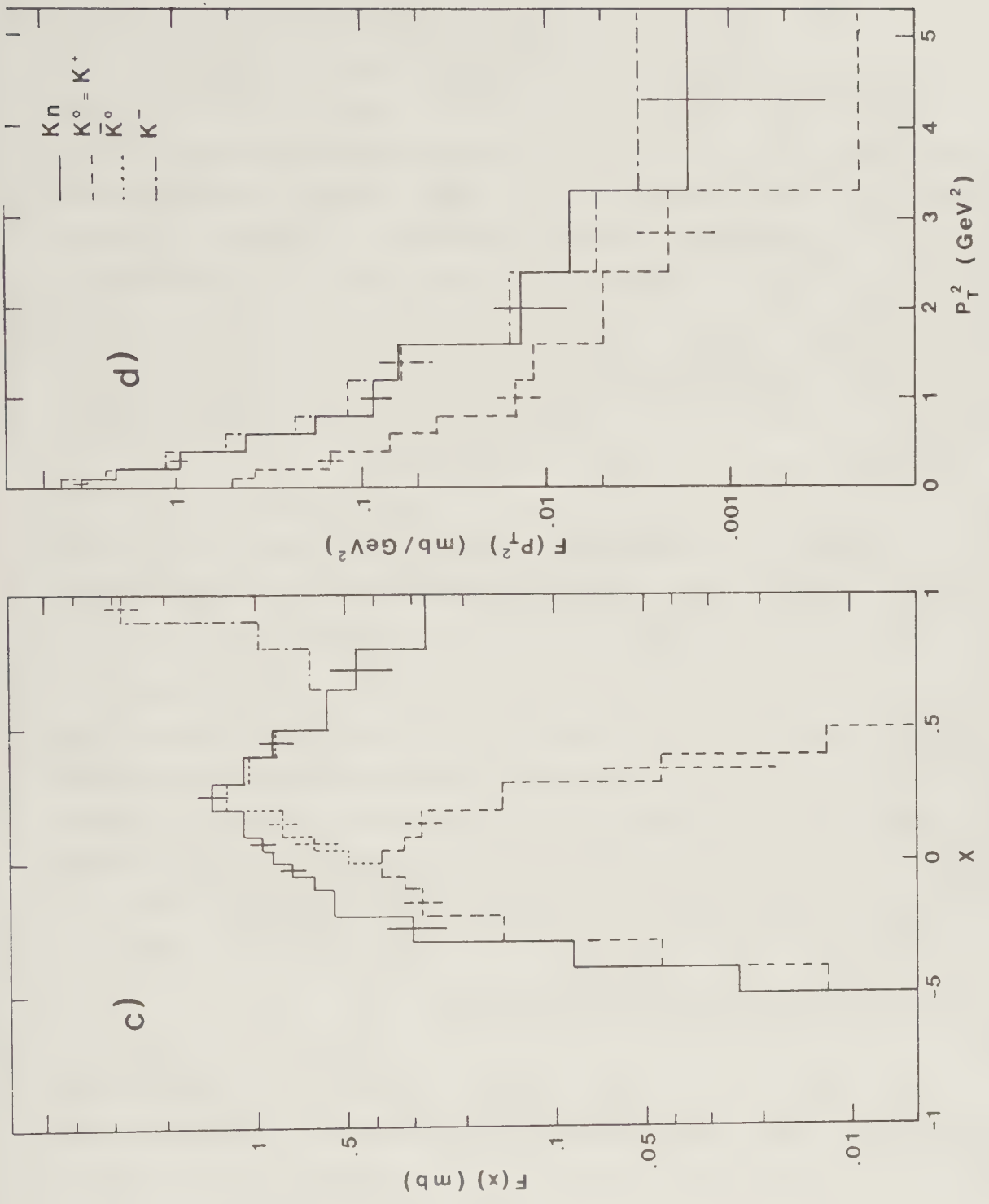


Fig. III.4 c et d

Les sections efficaces différentielles invariantes F(y), F(x) et $F(P_T^2)$ des K_n, K^0 et $\overline{K^0}$ sont présentées dans les tables III.3.a-c et III.4.a-c(*), et sont reportées sur les figures III.4.b-d. On peut noter qu'aucune différence n'est décelable (dans la limite statistique de cette expérience) entre les formes des distributions de $F(P_T^2)$ pour les K_n et les K^0 (et donc également pour les $\overline{K^0}$, dont la distribution n'a ainsi pas été reportée sur la figure III.4.d pour éviter de surcharger celle-ci). Au dessous de $P_T^2 = 0,8$ GeV^2, la distribution $F(P_T^2)$ des K_n est bien décrite par une fonction exponentielle $\exp(-b\ P_T^2)$ avec $b = 4,5 \pm 0,2$ GeV^{-2} et $\chi^2/NDL = 0,7/3$; mais la somme de trois exponentielles serait nécessaire pour obtenir une bonne représentation de la distribution complète, et nous verrons au chapitre V qu'il existe en fait une forme de fonction mieux adaptée pour décrire $F(P_T^2)$.

Les sections efficaces différentielles non invariantes $d\sigma/dx$ et $d\sigma/dP_T^2$ des K_n, K^0 et $\overline{K^0}$ sont également présentées dans les tables III.3.b,c et III.4.b,c.

Les distributions invariantes F(y), F(x) et $F(P_T^2)$ ont également été calculées pour les K_n provenant des combinaisons ΛK_n et K_nK_n (tables III.3.a-c). La principale caractéristique de ces distributions est leur symétrie par rapport à x = 0. On note également, comme attendu, que la majorité des K_n produits dans la région centrale proviennent de combinaisons K_nK_n (qui correspondent en fait à la production de paires $K\overline{K}$).

III.1.4 Production des K+ et des K-

Les sections efficaces différentielles de production des K+ et des K- ont été calculées en utilisant les hypothèses suivantes :

(*) Pour faciliter la lecture du chapitre III, toutes les tables des sections efficaces différentielles ont été regroupées dans l'appendice III.A.

$$\frac{d^2\sigma}{dx\ dP_T^2}(K+) \simeq \frac{d^2\sigma}{dx\ dP_T^2}(K^0) \qquad (5)$$

$$\frac{d^2\sigma}{dx\ dP_T^2}(K-) \simeq \frac{d^2\sigma}{dx\ dP_T^2}(\overline{K^0}) + \frac{d^2\sigma}{dx\ dP_T^2}(K^-_L) \qquad (6)$$

qui généralisent les relations (II.7) et (II.8) à chaque intervalle de x ou P_T^2. Comme pour les K^0 et $\overline{K^0}$, nous verrons dans le chapitre IV que des relations légèrement différentes, basées sur les modèles de quarks, peuvent être utilisées dans les régions $x < -0,2$ et $x > 0,2$; bien que d'une influence limitée, ceci peut être lié aux difficultés rencontrées dans le chapitre II à propos des sections efficaces de production des kaons dans leurs différents états de charge.

Nous avons vu dans le chapitre précédent que $\sigma(K^-_L)$ pouvait être mesurée à l'aide du pic diffractif présent dans la distribution $d\sigma/dP_{lab}$ pour la particule négative la plus rapide. La distribution expérimentale de P_T^2 pour les événements du pic n'étant pas signicativement différente de celle des événements du fond au voisinage du pic, une simple pondération (dépendant de P_{lab} et calculée d'après le polynôme de degré trois décrit dans la section II.3) permet alors de calculer automatiquement par programme la contamination approximative des K^-_L dans les $\pi-$ pour toutes les variables cinématiques étudiées. Une transformation de Lorentz appropriée, tenant compte de la différence de masse entre K- et $\pi-$, permet ensuite de calculer d'une façon analogue la contribution des K^-_L aux distributions des sections efficaces différentielles des K-.

La section efficace différentielle $d\sigma/dP_{lab}$ des K-, présentée sur la figure III.4.a, montre bien le pic des K^-_L à 70 GeV/c. Les distributions invariantes F(y), F(x) et $F(P_T^2)$ des K- sont présentées dans les tables III.4.a-c(*), et sont reportées sur les figures III.4.b-d. On peut noter ici encore qu'aucune différence n'est décelable, dans les limites statistiques, entre les formes des distributions de $F(P_T^2)$ pour les K- et les K_n.

Les sections efficaces différentielles non invariantes $d\sigma/dx$ et $d\sigma/dP_T^2$ des K- sont également présentées dans les tables III.4.b,c.

III.1.5 Production des π+ et des π-

Bien que les particules chargées produites dans les interactions K-p à 70 GeV/c soient en majorité des pions ($\simeq$ 80%), la contamination des protons et K+ parmi les particules positives, et des K- parmi les négatives, doit être autant que possible soustraite pour obtenir une bonne estimation des sections efficaces différentielles des $\pi^{\pm}$. Ces contaminations ont été calculées à partir des distributions des protons et $K^{\pm}$ en appliquant les transformations de Lorentz appropriées correspondant aux différences de masse p-π et K-π. L'effet de telles transformations peut être visualisé à l'aide de la figure III.2.b qui représente les régions cinématiques I et II de la figure III.2.a après transformation dans les variables y_π et P_T^2 (y_π désigne la valeur de y pour un proton auquel on a attribué une masse de π).

L'estimation ainsi obtenue de la section efficace différentielle $d\sigma/dP_{lab}$ des $\pi^{\pm}$ est reportée sur la figure III.5.a. On remarque le comportement très semblable des π+ et des π-, bien que les π- semblent tout de même un peu plus énergiques en moyenne. Les sections efficaces différentielles invariantes F(y), F(x) et $F(P_T^2)$ des $\pi^{\pm}$ sont présentées dans les tables III.5.a-c(*), et sont reportées sur les figures III.5.b-d. L'estimation des contaminations qui ont été soustraites (non représentées pour ne pas surcharger les figures [3.6]) ne représente dans l'ensemble pas plus de 10 à 15%, à l'exception des K- dans les π- dans la région $y > 1$ (mais les erreurs indiquées tiennent compte de toute façon des incertitudes sur les corrections). On peut remarquer, comme

---

(*) Pour faciliter la lecture du chapitre III, toutes les tables des sections efficaces différentielles ont été regroupées dans l'appendice III.A.

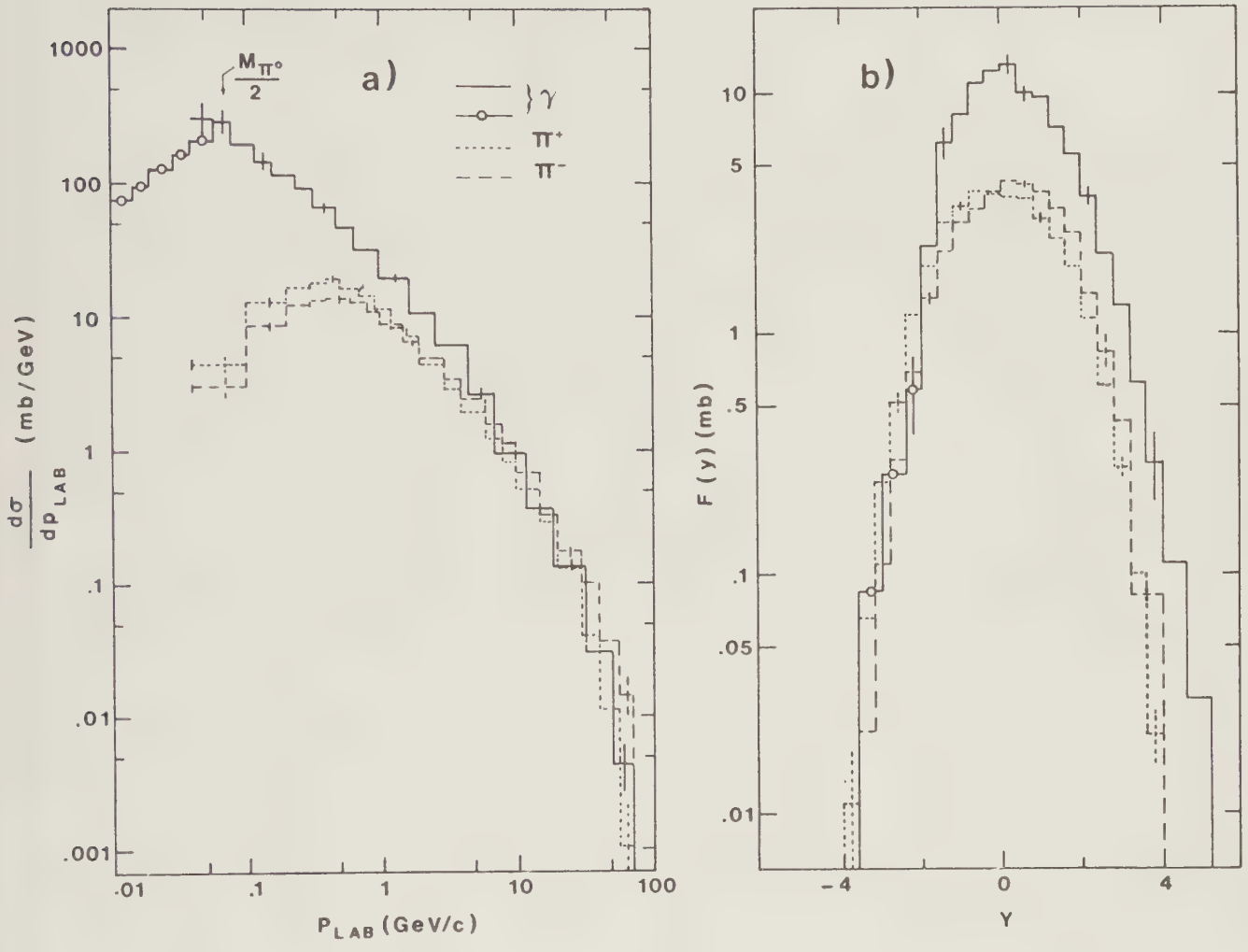


Fig. III.5 a et b

Sections efficaces différentielles des π^+, des π^- et des γ ; a) $d\sigma/dp_{lab}$, b) $F(y)$, c) $F(x)$ et d) $F(P_T)$. Les points des γ calculés par symétrisation d'après (II.5) sont également indiqués dans a) (o) ; les points analogues dans b) et c) (impossibles à corriger) peuvent être plus ou moins biaisés.

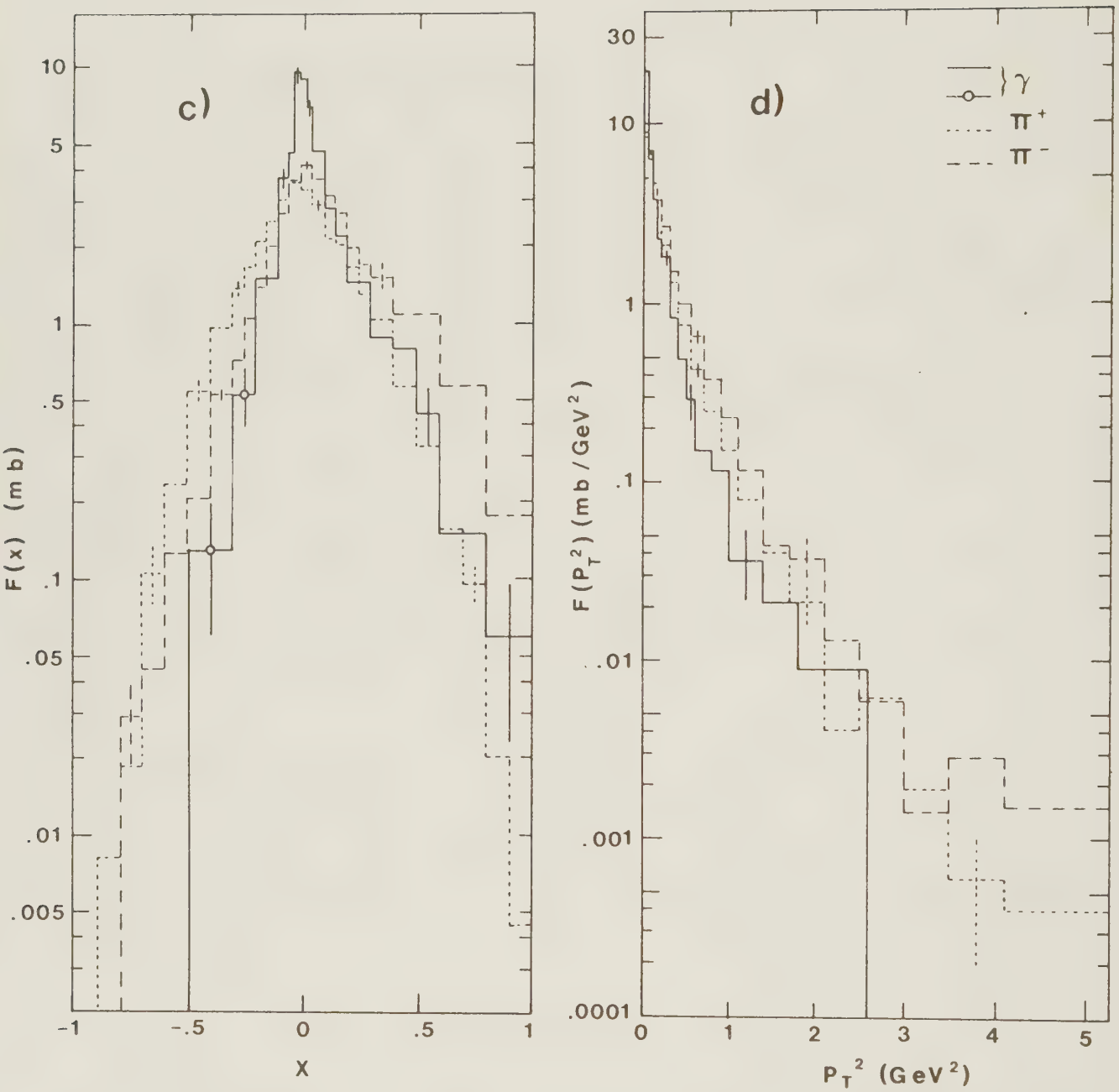


Fig. III.5c et d

cela a été noté à plus basse énergie [3.7,8], que la distribution F(y) des π^- est décalée vers les y positifs en comparaison à la distribution des π^+ qui est à peu près symétrique autour de y = 0. Un plateau s'étend approximativement dans la région $-0,8 < y < 0,8$ pour les π^+ et $-0,4 < y < 1,2$ pour les π^-.

Au dessous de $P_T^2 = 0,3$ GeV², la distribution $F(P_T^2)$ des π^- est bien décrite par une fonction exponentielle $\exp(-b\ P_T^2)$ avec $b = 6,60 \pm 0,25$ GeV^{-2} et $\chi^2/NDL = 1,3/3$ pour les π^+, et $b = 5,20 \pm 0,35$ GeV^{-2} et $\chi^2/NDL = 2,0/3$ pour les π^- ; mais, comme pour les K_n, la somme de trois exponentielles serait nécessaire pour obtenir une bonne représentation de la distribution complète, et une forme de fonction plus adaptée sera utilisée dans le chapitre V.

Les sections efficaces différentielles non invariantes $d\sigma/dx$ et $d\sigma/dP_T^2$ des π^+ et des π^- sont également présentées dans les tables III.5.b,c.

III.1.6 Production des γ et des π^0

La section efficace différentielle $d\sigma/dP_{lab}$ des γ est présentée sur la figure III.5.a. On y a reporté en particulier les points calculés par symétrisation autour de $M_{\pi^0}/2$ à l'aide de la relation (II.5).

Les distributions invariantes F(y), F(x) et $F(P_T^2)$ des γ sont présentées dans les tables III.5.a,d,e(*), et sont reportées sur les figures III.5.b-d. Il est important de noter que les premiers points de F(y) et F(x) (indiqués entre parenthèses dans les tables) sont sujets à caution. En effet, la correction de symétrisation de $d\sigma/dP_{lab}$ ne peut pas être appliquée aux autres variables car elle est assez sensible aux corrélations entre P_{lab} et P_T^2 (ou θ_{lab}), et ces dernières sont inconnues pour les γ de faible impulsion. Ceci ne joue par

contre pas pour $F(P_T^2)$ puisque les γ à faible P_{lab} ne peuvent pas avoir un grand P_T^2, et que la perte de quelques γ à petit P_T^2 ne modifie pas beaucoup le maximum de la distribution. La comparaison avec les données équivalentes en pp à 69 GeV/c normalisées à la section efficace inélastique K-p (non représentées ici pour ne pas surcharger les figures [3.6,9]) montre que les formes des distributions sont tout à fait semblables, mais que les valeurs en pp sont systématiquement plus petites par un facteur $\simeq 2$.

Les sections efficaces différentielles non invariantes $d\sigma/dx$ et $d\sigma/dP_T^2$ des γ sont également présentées dans les tables III.5.d,e.

L'étude des distributions correspondantes pour les π^0 devrait normalement être effectuée en sélectionnant les événements du pic du π^0 dans la distribution de masse $M(\gamma\gamma)$. Bien que ce pic domine nettement la distribution (fig. II.13.a), son intensité est trop petite pour permettre une telle étude avec une précision statistique acceptable. La distribution $d\sigma/dx$ est par ailleurs la seule qui puisse être calculée à l'aide de la méthode de Kopylov [3.10], en faisant l'approximation que tous les γ proviennent des désintégrations des π^0. La relation de Kopylov entre les distributions de l'impulsion longitudinale des γ et des π^0 est donnée, pour $P_L(\gamma) > M_{\pi^0}/2$, par :

$$\frac{d\sigma}{dP_L(\pi^0)} = -\left[P_L(\gamma) \frac{d\sigma}{dP_L(\gamma)} \right]_{P_L(\gamma) = \tilde{p}} \qquad (7)$$

où $\tilde{p} = 1/2\ [P_L(\pi^0) + (P_L^2(\pi^0) + M_{\pi^0}{}^2)^{1/2}]$. Une paramétrisation de la distribution de $P_L(\gamma)$ a alors été ajustée ($\chi^2/NDL = 13,5/11$), utilisant dans chaque hémisphère une somme de trois exponentielles :

$$d\sigma/dP_L(\gamma) = \Sigma_i\ a_i^{\pm}\ \exp(-b_i^{\pm}\ |P_L(\gamma)|)$$

(les signes + et - correspondent respectivement à l'hémisphère avant et à l'hémisphère arrière). Cette paramétrisation a

ensuite été utilisée dans l'équation (7) pour calculer $d\sigma/dP_L(\pi^0)$, et les valeurs ainsi obtenues sont indiquées dans la table III.5.d.

Bien que la distribution des π^0 ne puisse être obtenue pour $x < -0,4$ à cause des pertes de γ de faible impulsion, on peut remarquer que la distribution pour les π^0 est tout à fait semblable à celles des $\pi+$ et des $\pi-$ dans les régions de fragmentation (table III.5.b). On remarque par ailleurs que l'excès de la production des π^0 par rapport à la moyenne des $\pi+$ et $\pi-$ ($\simeq$ 18 mb) est concentré dans la région centrale.

D'autres informations peuvent être obtenues sur les distributions des impulsions longitudinale et transverse des π^0, en utilisant la méthode de Kopylov pour les moments. Supposons en effet qu'on connaisse un type de paramétrisation capable de décrire, avec peu de paramètres mais suffisamment de précision, une distribution donnée (par exemple du type $(1-|x|)^m$ pour F(x), comme cela sera vu au chapitre IV à propos des modèles de quarks). Il suffit alors de calculer (à l'aide de la méthode de Kopylov) les premiers moments de la distribution, puis d'ajuster les paramètres de facon à retrouver les valeurs de ces moments. La seule contrainte est d'utiliser au moins autant de moments qu'il y a de paramètres.

Ce procédé n'est malheureusement pas applicable pour calculer la distribution F(x) des π^0, à cause de la composante centrale importante qui impose d'utiliser au minimum cinq paramètres pour décrire raisonnablement la forme de cette distribution. Les moments d'ordre croissant sont en effet de plus en plus sensibles aux grandes valeurs de $|x|$, et donc d'autant plus sensibles aux biais expérimentaux vers $x \simeq -1$ dus à la perte des γ de faible impulsion. Ainsi l'ajustement n'aboutit à aucune solution satisfaisante (il faudrait en fait pouvoir séparer les deux hémisphères, ce que la méthode de Kopylov ne permet pas).

Ce procédé est par contre tout à fait efficace pour $F(P_T^2)$ en utilisant un type de paramétrisation lié aux modèles de quarks (cette paramétrisation est décrite dans le chapitre V). Les valeurs ainsi obtenues sont reportées dans la table III.5.e. On peut voir que la forme de la distribution $F(P_T^2)$ des π^0 est tout à fait semblable à celles des $\pi+$ et des $\pi-$.

III.2 QUELQUES ASPECTS GENERAUX DE LA DEPENDANCE EN ENERGIE DES SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES

Par souci d'invariance relativiste, nous nous limiterons dans cette section à considérer les distributions invariantes F(y), F(x) et $F(P_T^2)$. Les caractéristiques les plus connues de la dépendance en énergie de ces distributions sont l'élargissement de F(y) avec formation d'un plateau autour de y = 0, et l'invariance d'échelle pour F(x) et $F(P_T^2)$, qui est atteinte entre quelques dizaines et quelques centaines de GeV/c suivant la particule considérée [3.11,12].

La figure III.6.a montre ainsi l'élargissement de la distribution F(y) des K_n entre 14,3 et 110 GeV/c [3.5,13,14]. On peut remarquer que la forme de la distribution devient plus aplatie dans la région centrale au fur et à mesure que l'énergie augmente, ce qui correspond en fait à une production croissante de paires $K\bar{K}$ (et donc de K^0) en accord avec les hypothèses utilisées dans ce qui précède. Le maximum du côté des y > 0, qui correspond à la production des $\overline{K^0}$, est par ailleurs toujours présent bien que de plus en plus décalé vers les grandes valeurs de y. Mais cet élargissement de la distribution F(y) est simplement lié à un accroissement de l'espace de phase disponible en fonction de l'énergie de l'interaction ; ainsi la distribution F(x) des K_n, qui correspond à une variable réduite, est en première approximation presque indépendante de l'énergie (figure III.6.b). Le cas de $F(P_T^2)$ est un peu plus compliqué à cause des effets d'espace de phase limité liés aux modèles de quarks, mais ceci sera traité plus en détail dans les chapitres suivants.

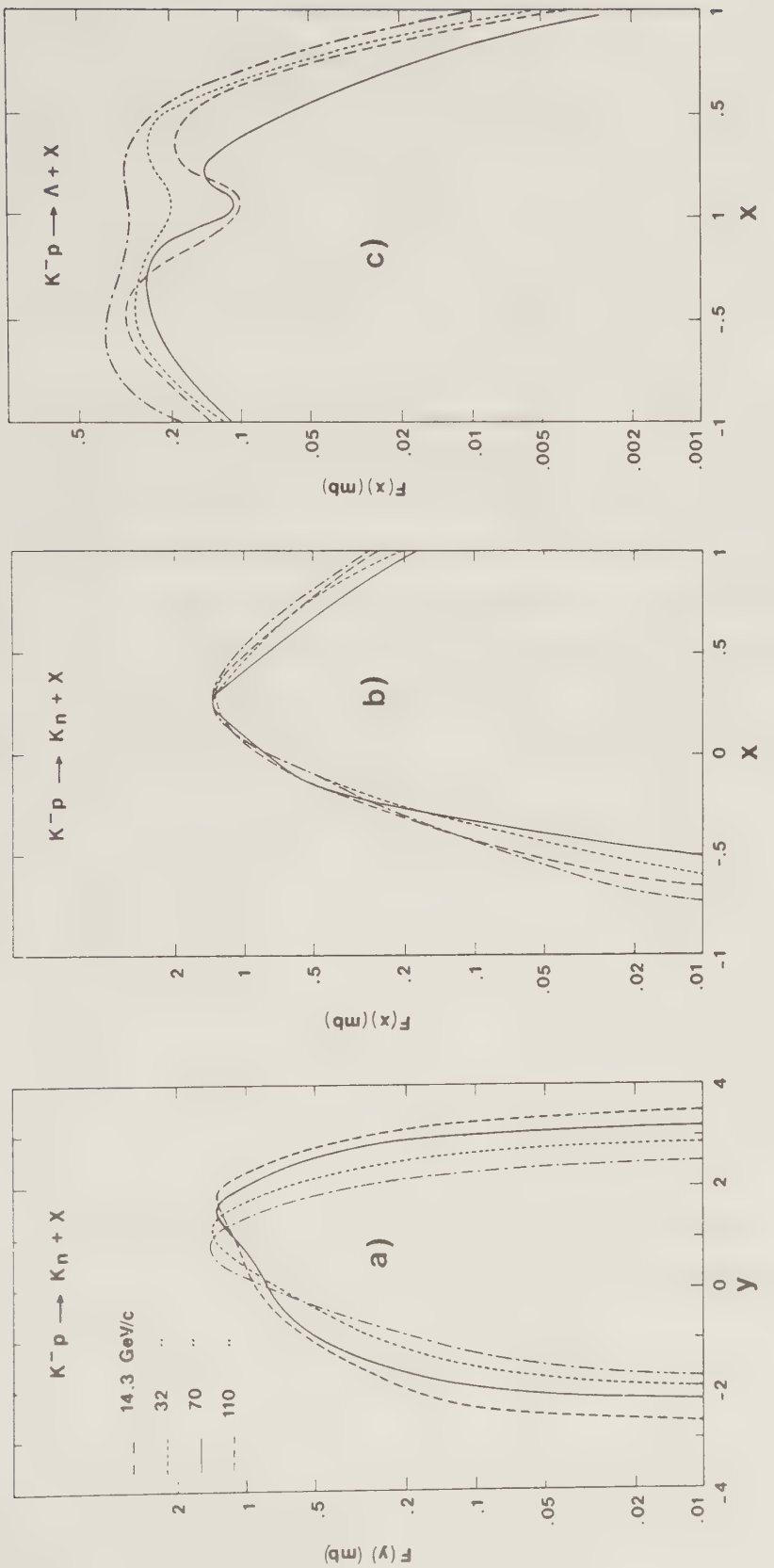


Fig. III.6

Dépendance en énergie entre 14,3 et 110 GeV/c, a) pour la distribution F(y) des K_n, b) pour la distribution F(x) des K_n, et c) pour la distribution F(x) des Λ.

Un exemple d'invariance d'échelle visiblement non atteinte peut être observé dans le cas des Λ (nous ne parlerons pas des $\bar{\Lambda}$ dont la production, concentrée autour de $x = 0$, est encore faible mais augmente considérablement avec l'énergie). Nous avons vu en effet que la diminution de la production des Λ issus d'états finals du type Λ + pions fait apparaitre un creux caractéristique vers $x = 0$. La figure III.6.c montre ainsi l'évolution de ce creux dans la distribution $F(x)$ des Λ, quand l'énergie augmente de 14,3 à 110 GeV/c [3.2,3,14].

D'une façon générale, les mécanismes de production des différentes particules peuvent être séparés en deux groupes : la fragmentation de l'une des deux particules incidentes (aux environs de $x = \pm 1$), et la production centrale (à proximité de $x = 0$). Il n'est malheureusement pas possible, dans notre domaine d'énergie, de séparer ces processus par une simple coupure en x, car les régions concernées sont en fait imbriquées. Toutefois, de façon à voir la tendance générale de la dépendance en énergie des mécanismes de fragmentation, nous séparerons arbitrairement la section efficace différentielle invariante $F(x)$ dans la région avant :

$$A = \int_{0,4}^{0,8} F(x)\, dx$$

et dans la région arrière :

$$B = \int_{-0,8}^{-0,4} F(x)\, dx.$$

L'intensité du mécanisme de production centrale sera ensuite évaluée par la quantité :

$$C = F(y=0) \simeq \frac{1}{0,8} \int_{-0,4}^{0,4} F(y)\, dy$$

La figure III.7.a montre la dépendance de la quantité B, en fonction de l'impulsion incidente entre 10 et 110 GeV/c [3.2-5,8,12-15], pour la production des $\pi+$, des $\pi-$, des K_n et des Λ ; la figure III.7.b montre de même la dépendance de la

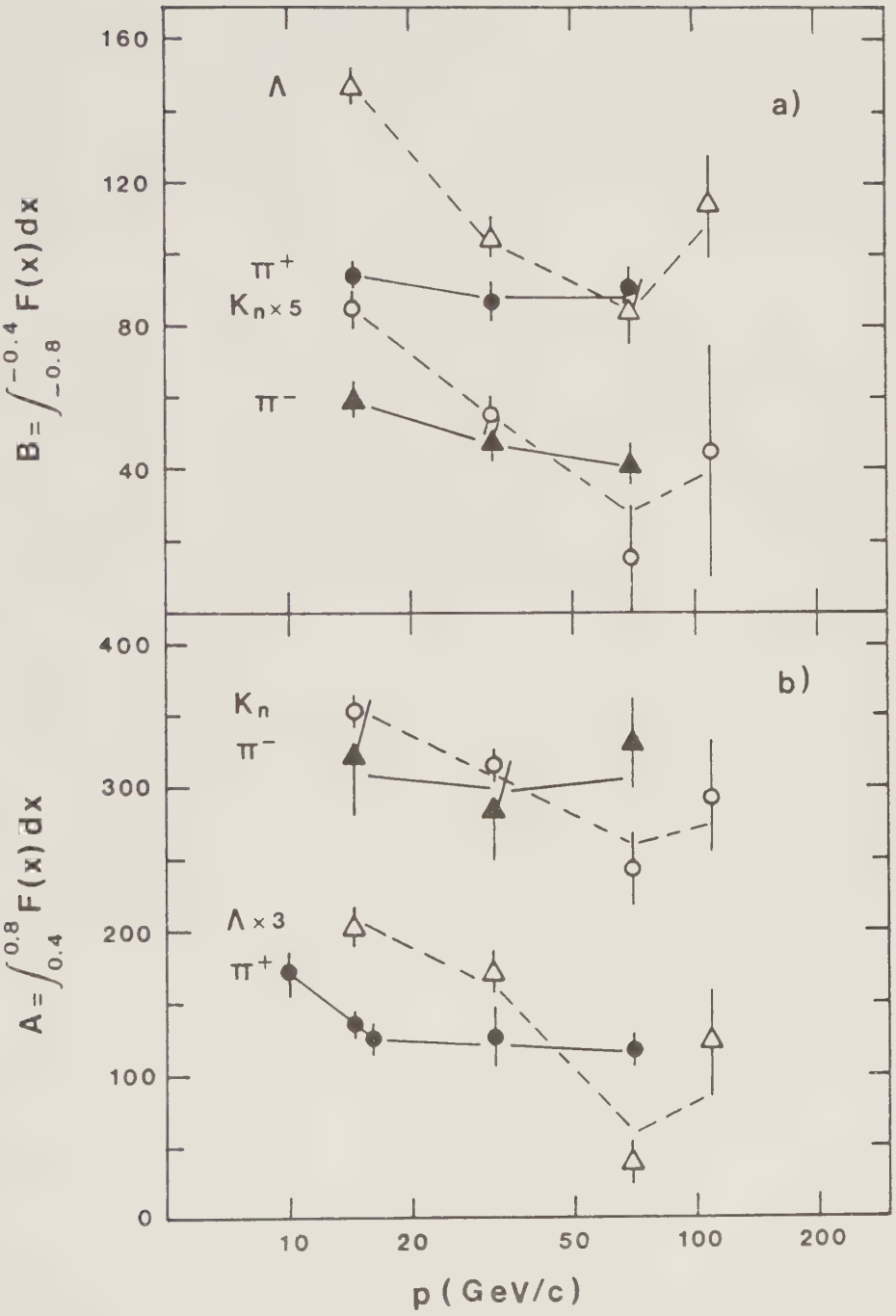


Fig. III.7

Dépendance de la section efficace différentielle invariante F(x) en fonction de l'impulsion incidente ; a) dans la région de fragmentation du proton, et b) dans la région de fragmentation du K^-.

quantité A. Bien que certaines des erreurs expérimentales soient encore importantes, les caractéristiques principales sont les suivantes :

- les quantités A et B pour les Λ et les K_n diminuent notablement quand l'énergie augmente, mais il semble qu'il y ait stabilisation au delà de 70 GeV/c (les points de 110 GeV/c sembleraient même indiquer une remontée, mais les erreurs sont trop grandes pour qu'il soit possible de conclure).

- les quantités A et B pour les $\pi+$ et les $\pi-$ sont pratiquement compatibles avec l'invariance d'échelle au dessus de 14,3 GeV/c (la seule variation notable est celle des $\pi-$ dans l'hémisphère arrière). Mais nous verrons dans les chapitres suivants que ces quantités, intégrées sur P_T^2, cachent en fait une partie des effets de dépendance en énergie.

Dans la phénoménologie de Mueller-Regge [3.16], cette dépendance en énergie de la section efficace pour les régions de fragmentation est régie par les diagrammes de simple Regge. La valeur asymptotique, correspondant au terme invariant lié à l'échange de poméron, est alors approchée comme $s^{\alpha-1} \simeq s^{-1/2}$ ($\alpha \simeq 1/2$ est l'intercept, à transfert d'énergie-impulsion nul, de la trajectoire de Regge la plus haute).

La dépendance en énergie de la section efficace de production centrale est régie d'une façon analogue par les diagrammes de double Regge [3.16]. La valeur asymptotique, correspondant au terme invariant lié à l'échange poméron-poméron, est alors approchée comme $\sqrt{s}^{1-1}\ \sqrt{s}^{\alpha-1} \simeq s^{-1/4}$ (terme poméron-Regge). Les valeurs de C obtenues pour la production des $\pi+$, $\pi-$, K_n et Λ sont présentées sur la figure III.8. Ces valeurs ont été reportées en fonction de $s^{-1/4}$ de façon à mettre en évidence le terme correspondant à l'approche de l'invariance d'échelle [3.17]. Elles ont en outre été normalisées par rapport à la contribution du poméron ($\sigma(\mathbb{P})$) à la section efficace totale, ce qui permet de tenir compte de l'augmentation des sections efficaces totales à haute énergie

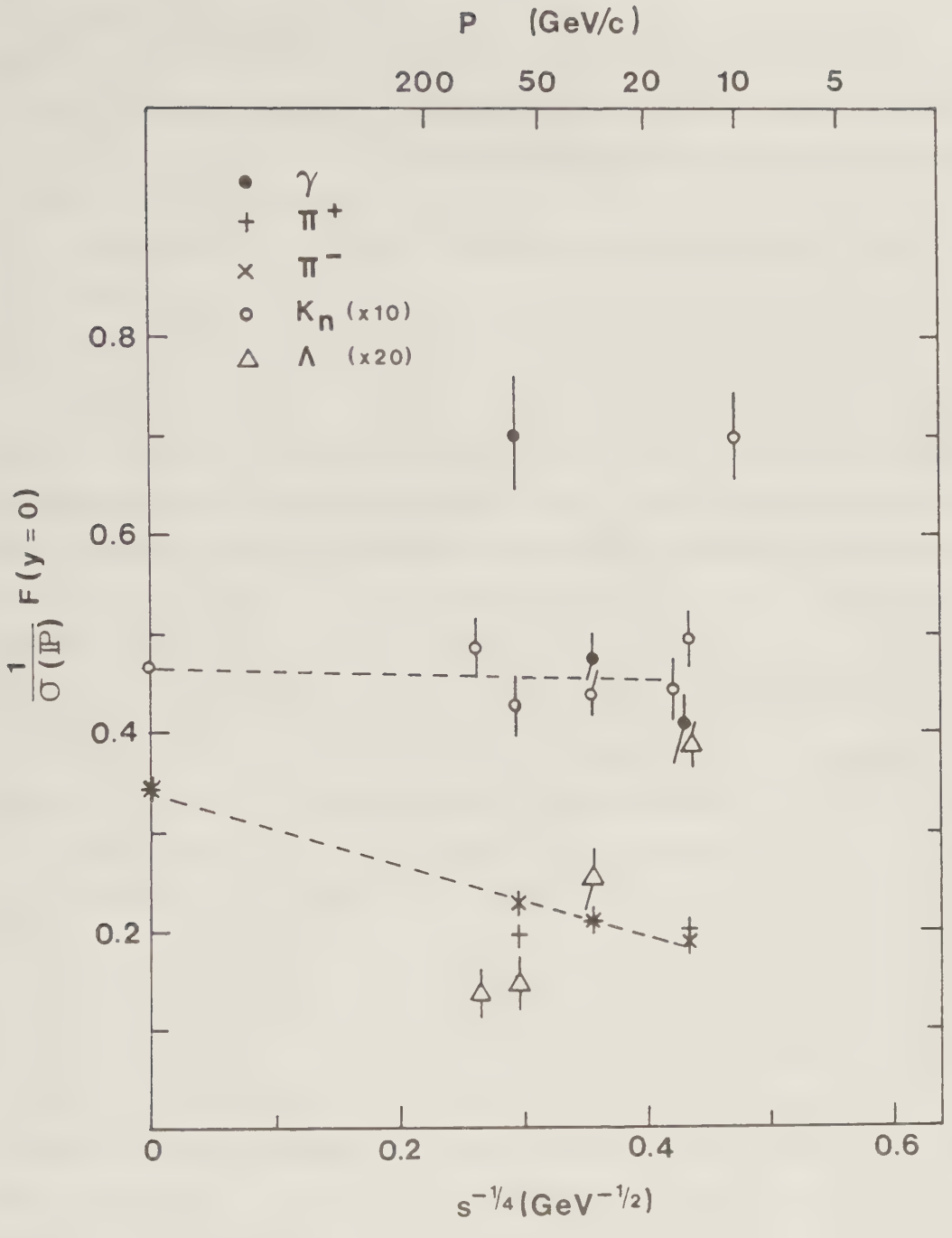


Fig. III.8

Dépendance en $s^{-1/4}$ de la section efficace invariante normalisée à $\sigma(\mathbb{P})$ (voir dans le texte) pour la production centrale des π^+, π^-, K_n, Λ et γ. Les points à $s^{-1/4} = 0$ sont les valeurs asymptotiques des $\pi^\pm$ et K_n indiquées dans [3.12].

(cet effet n'est pas pris en compte dans [3.17] où la normalisation est effectuée par rapport à une valeur "asymptotique" σ_T). Nous avons utilisé pour $\sigma(\mathbb{P})$ la paramétrisation indiquée dans [3.12] :

$$\sigma(\mathbb{P}) = 13{,}09\ p^{0{,}0755} \quad \text{(mb)}$$

où p représente l'impulsion du K- incident. Sur la figure III.8 sont également représentées les valeurs asymptotiques pour la production des π+ et des π- (0,34), ainsi que pour la production des K_n (0,046), obtenues principalement à partir des données en pp (pour les interactions pp, la dépendance en énergie utilisée pour $\sigma(\mathbb{P})$ est analogue à celle utilisée en K-p [3.12]).

Pour la production des K_n, la valeur asymptotique semble être déjà atteinte au dessus de 14,3 GeV/c environ. L'extrapolation des données pour les π- est en accord excellent avec la valeur asymptotique correspondante ; la valeur obtenue pour les π+ à 70 GeV/c se situe par contre environ trois déviations standard au dessous de l'extrapolation linéaire. Il faut toutefois noter qu'en ajoutant les données à 69 GeV/c [3.18] et les données récentes des ISR [3.19] à la compilation de Whitmore [3.12], on obtient une valeur asymptotique inchangée pour les π-, mais une valeur de l'ordre de 0,25 pour les π+, ce qui est en bien meilleur accord avec les données en K-p. Ceci confirme la validité de la description de la production centrale par les diagrammes de double Regge considérés ; ceci confirme surtout l'existence d'une certaine forme d'universalité (ou de factorisation) dans la mesure où les valeurs asymptotiques obtenues en K-p sont tout à fait compatibles avec celles qui proviennent des interactions pp [3.12].

La situation est un peu différente pour les valeurs correspondant à la production des Λ, car celles-ci décroissent fortement quand l'énergie augmente, et semblent à peine se stabiliser au dessus de 70 GeV/c. Mais ceci n'est en fait pas

incompatible avec la description précédente, car la limite asymptotique pour les Λ ne peut raisonnablement être atteinte qu'au prix d'une énergie assez haute pour produire un nombre suffisant de paires $\Lambda\bar{\Lambda}$ (qui sont beaucoup plus massives). On est donc amené à supposer que, dans la gamme d'énergie que nous avons considérée, la dépendance simple en $s^{-1/4}$ pour les Λ est complètement masquée par un effet de seuil lié à la production des paires $\Lambda\bar{\Lambda}$.

Pour la production des γ, l'importante augmentation de la section efficace inclusive, qui a été décrite dans le chapitre précédent, est observée également pour la quantité C. Il n'est par contre pas possible dans ce cas de déterminer une valeur asymptotique sûre ; il n'est d'ailleurs même pas certain que la dépendance en énergie puisse être décrite par une loi simple en $s^{-1/4}$ (la distribution F(y) des γ n'est malheureusement pas indiquée dans [3.14]).

APPENDICE III.A TABLES DES SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES

Pour faciliter la lecture du chapitre III, toutes les tables des sections efficaces différentielles ont été regroupées dans l'appendice III.A.

y	F(y) (mb)		
	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ de Λ K_n
-2,4/-2,0	0,111±0,024	0,0019±0,0019	0,117±0,035
-2,0/-1,6	0,170±0,024		
-1,6/-1,2	0,235±0,033	0,0045±0,0034	0,206±0,056
-1,2/-0,8	0,281±0,039		
-0,8/-0,4	0,228±0,072	0,026 ± 0,008	0,198±0,065
-0,4/ 0,0	0,163±0,029		
0,0/ 0,4	0,098±0,023	0,017 ± 0,007	0,130±0,068
0,4/ 0,8	0,148±0,029		0,091±0,046
0,8/ 1,2	0,114±0,029	0,011 ± 0,006	0,010±0,010
1,2/ 1,6	0,100±0,027		
1,6/ 2,0	0,025±0,015	0,0064±0,0064	
2,0/ 2,4			

Table III.1.a

Sections efficaces différentielles des Λ et des $\bar{\Lambda}$ (la contribution des Λ provenant des combinaisons ΛK_n est également indiquée) ; a) F(y), b) $d\sigma/dx$ et F(x), et c) $d\sigma/dP_T^2$ et $F(P_T^2)$.

x	dσ/dx (mb)		F(x) (mb)		
	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ de Λ K_n
-1,0/-0,8	0,518±0,137	0,012±0,012	0,152±0,041	0,0028±0,0028	0,163±0,055
-0,8/-0,6	0,857±0,137		0,193±0,031		
-0,6/-0,4	1,37 ± 0,19	0,043±0,026	0,229±0,032	0,0048±0,0028	0,196±0,048
-0,4/-0,2	2,23 ± 0,27		0,263±0,032		
-0,2/-0,1	2,58 ± 0,90	0,291±0,091	0,220±0,074	0,0224±0,0070	0,187±0,065
-0,1/ 0,0	2,39 ± 0,40		0,172±0,029		
0,0/ 0,1	1,45 ± 0,31	0,240±0,091	0,103±0,023	0,0171±0,0065	0,163±0,072
0,1/ 0,2	1,85 ± 0,37		0,156±0,031		0,053±0,037
0,2/ 0,4	1,00 ± 0,22	0,078±0,042	0,118±0,026	0,0097±0,0056	0,015±0,015
0,4/ 0,7	0,220±0,084		0,038±0,014		
0,7/ 1,0	0,045±0,045		0,012±0,012		

Table III.1.b

P_T^2	$d\sigma/dP_T^2$ (mb/GeV^2)		$F(P_T^2)$ (mb/GeV^2)		
	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ de Λ K_n
0,0/0,1	6,06 ± 1,01	0,420±0,118	0,807 ± 0,118	0,038 ± 0,011	0,476 ± 0,125
0,1/0,2	4,00 ± 0,55		0,522 ± 0,074		
0,2/0,4	2,19 ± 0,26	0,149±0,057	0,273 ± 0,034	0,017 ± 0,008	0,192 ± 0,045
0,4/0,6	1,68 ± 0,23		0,209 ± 0,029		
0,6/0,8	0,873 ± 0,197	0,040±0,021	0,116 ± 0,029	0,0040±0,0022	0,053 ± 0,022
0,8/1,2	0,280 ± 0,068		0,033 ± 0,008		
1,2/2,2	0,026 ± 0,012		0,0036±0,0017		0,0018±0,0013
2,2/4,7	0,0042±0,0030		0,0007±0,0005		

Table III.1.c

y	F(y) (mb)		
	p_r	p_a	p
-2,6/-2,4	1,35 ± 0,14	0,404±0,041	1,75 ± 0,15
-2,4/-2,2	1,99 ± 0,10	0,286±0,035	2,28 ± 0,11
-2,2/-2,0	1,61 ± 0,09	0,228±0,032	1,98 ± 0,11
-2,0/-1,8	1,65 ± 0,09	0,186±0,029	1,84 ± 0,10
-1,8/-1,6	1,19 ± 0,08	0,141±0,026	1,53 ± 0,11
-1,6/-1,4	0,330±0,042	0,107±0,022	1,12 ± 0,26
-1.4/-1,2		0,067±0,017	0,77 ± 0,36
-1,2/-1,0		0,045±0,014	0,67 ± 0,24
-1,0/-0,8		0,037±0,013	0,55 ± 0,19
-0,8/-0,4		0,013±0,004	0,38 ± 0,16
-0,4/ 0,0			0,27 ± 0,10
0,0/ 0,4		0,006±0,003	0,18 ± 0,07
0,4/ 0,8			0,11 ± 0,04
0,8/ 1,6		0,009±0,005	0,014±0,006
1,6/ 2,4		0,003±0,002	0,003±0,002

Table III.2.a

Sections efficaces différentielles des protons, a) F(y), b) $d\sigma/dx$ et F(x), et c) $d\sigma/dP_T^2$ et $F(P_T^2)$. On a également indiqué la contribution (p_r) des protons de moins de 1200 MeV/c non contraints cinématiquement, ainsi que la contribution (p_a) des protons identifiés par les ajustements cinématiques.

x	dσ/dx (mb)			F(x) (mb)
	p_r	p_a	p	p
-1,00/-0,95	18,6± 9,3	5,85 ± 0,40	24,4 ± 9,3	7,7 ± 0,6
-0,95/-0,90	7,24±0,64	1,56 ± 0,21	8,80 ± 0,67	2,65 ± 0,21
-0,9 / -0,8	7,40±0,47	0,860±0,111	8,26 ± 0,48	2,26 ± 0,14
-0,8 / -0,7	6,96±0,47	0,759±0,106	7,95 ± 0,48	2,16 ± 0,12
-0,7 / -0,6	7,43±0,48	0,727±0,104	8,56 ± 0,49	2,05 ± 0,11
-0,6 / -0,5	7,93±0,52	0,919±0,117	9,14 ± 0,53	1,92 ± 0,10
-0,50/-0,45	7,33±0,71	0,672±0,101	9,07 ± 0,65	1,55 ± 0,11
-0,45/-0,40	5,50±0,62			
-0,40/-0,35	3,34±0,47	0,601±0,094	8,18 ± 1,25	1,29 ± 0,20
-0,35/-0,30	0,59±0,20			
-0,3 / -0,2		0,488±0,086	7,32 ± 1,49	0,910 ± 0,185
-0,2 / -0,1		0,354±0,073	6,35 ± 1,31	0,620 ± 0,129
-0,1 / 0,0		0,164±0,050	4,88 ± 1,03	0,382 ± 0,081
0,0 / 0,1		0,074±0,033	3,05 ± 0,65	0,239 ± 0,051
0,1 / 0,2		0,087±0,041	1,05 ± 0,21	0,105 ± 0,020
0,2 / 0,4		0,065±0,022	0,065±0,022	0,0073±0,0035
0,4 / 0,7		0,040±0,014	0,040±0,014	0,0066±0,0033
0,7 / 1,0		0,009±0,007	0,009±0,007	0,0023±0,0018

Table III.2.b

P_T^2	$d\sigma/dP_T^2$ (mb/GeV^2)			$F(P_T^2)$ (mb/GeV^2)
	p_r	p_a	p	p
0,0/0,1	25,3 ± 1,0	4,50 ± 0,25	35,7 ± 2,4	7,28 ± 0,47
0,1/0,2	12,3 ± 0,6	2,12 ± 0,17	19,5 ± 2,0	3,52 ± 0,36
0,2/0,4	4,73 ± 0,28	0,891±0,080	9,51 ± 1,45	1,52 ± 0,24
0,4/0,6	1,46 ± 0,15	0,316±0,048	4,19 ± 0,90	0,597 ± 0,128
0,6/0,8	0,403±0,079	0,120±0,030	1,97 ± 0,54	0,265 ± 0,073
0,8/1,0	0,096±0,040	0,063±0,016	0,737 ± 0,233	0,092 ± 0,027
1,0/1,2				
1,2/1,6		0,015±0,007	0,196 ± 0,067	0,024 ± 0,008
1,6/2,4		0,013±0,005	0,047 ± 0,014	0,007 ± 0,002
2,4/3,2			0,0043±0,0012	0,00044±0,00013
3,2/4,0			0,0004±0,0001	0,00005±0,00002

Table III.2.c

y	F(y) (mb)		
	K_n	K_n de ΛK_n	K_n de K_nK_n
-2,0/-1,6	0,163±0,057		0,139±0,101
-1,6/-1,2	0,290±0,061	0,054±0,039	0,374±0,166
-1,2/-0,8	0,497±0,076	0,176±0,077	0,515±0,184
-0,8/-0,4	0,712±0,077	0,234±0,095	0,724±0,200
-0,4/-0,2	0,678±0,100	0,184±0,074	0,739±0,192
-0,2/ 0,0	0,733±0,104		
0,0/ 0,2	0,801±0,113	0,045±0,026	0,799±0,212
0,2/ 0,4	0,845±0,110		
0,4/ 0,8	0,907±0,080	0,148±0,058	0,738±0,180
0,8/ 1,2	1,15 ± 0,09	0,265±0,106	0,765±0,195
1,2/ 1,6	1,23 ± 0,10	0,081±0,031	0,893±0,232
1,6/ 2,0	1,12 ± 0,11		0,445±0,158
2,0/ 2,4	0,673±0,086	0,013±0,013	0,192±0,122
2,4/ 2,8	0,438±0,077		0,119±0,119
2,8/ 3,2	0,060±0,031		

Table III.3.a

Sections efficaces différentielles des K_n (les contributions des K_n provenant des combinaisons ΛK_n et K_nK_n sont également indiquées) ; a) $F(y)$, b) $d\sigma/dx$ et $F(x)$, et c) $d\sigma/dP_T^2$ et $F(P_T^2)$.

x	dσ/dx (mb)	F(x) (mb)		
	K_n	K_n	K_n de Λ K_n	K_n de K_n K_n
-0,5 /-0,4	0,174±0,174	0,024±0,024	0,015±0,015	
-0,4 /-0,3	0,682±0,399	0,087±0,051		
-0,3 /-0,2	3,46 ± 0,82	0,300±0,071	0,150±0,057	0,513±0,131
-0,2 /-0,1	8,82 ± 1,11	0,554±0,072		
-0,10/-0,05	14,1 ± 1,7	0,644±0,080	0,160±0,051	0,793±0,169
-0,05/ 0,0	19,1 ± 1,9	0,754±0,080		
0,0 / 0,05	21,6 ± 2,0	0,870±0,087	0,093±0,030	0,795±0,151
0,05/ 0,10	21,6 ± 2,0	0,959±0,088		
0,1 / 0,2	18,1 ± 1,3	1,09 ± 0,08	0,197±0,059	0,810±0,156
0,2 / 0,3	15,9 ± 1,4	1,39 ± 0,13		
0,3 / 0,4	9,39 ± 1,08	1,11 ± 0,13	0,038±0,027	0,461±0,160
0,4 / 0,5	5,92 ± 0,86	0,880±0,129		
0,50/ 0,65	3,10 ± 0,54	0,581±0,103		0,117±0,117
0,65/ 0,80	1,99 ± 0,47	0,457±0,110		
0,8 / 1,0	0,964±0,292	0,265±0,081		

Table III.3.b

P_T^2	$d\sigma/dP_T^2$ (mb/GeV²)	$F(P_T^2)$ (mb/GeV²)		
	K_n	K_n	K_n de Λ K_n	K_n de K_n K_n
0,0/0,1	41,6 ± 2,3	3,17 ± 0,24	0,508±0,108	2,73 ± 0,37
0,1/0,2	26,2 ± 1,8	2,05 ± 0,18		
0,2/0,4	10,7 ± 0,8	0,96 ± 0,09	0,135±0,049	1,18 ± 0,44
0,4/0,6	4,55 ± 0,50	0,42 ± 0,06		0,429±0,126
0,6/0,8	2,20 ± 0,35	0,180 ± 0,030	0,046±0,021	
0,8/1,2	0,90 ± 0,15	0,087 ± 0,015		0,118±0,042
1,2/1,6	0,53 ± 0,12	0,064 ± 0,015	0,023±0,016	
1,6/2,4	0,120±0,050	0,014 ± 0,006		0,026±0,018
2,4/3,3	0,065±0,030	0,0075±0,0035		
3,3/5,3	0,011±0,008	0,0017±0,0014		0,002±0,002

Table III.3.c

y	F(y) (mb)		
	$K^o = K^+$	$\overline{K^o}$	K^-
-2,0/-1,6	0,082±0,029	0,082±0,029	0,082±0,029
-1,6/-1,2	0,145±0,031	0,145±0,031	0,145±0,031
-1,2/-0,8	0,249±0,038	0,249±0,038	0,249±0,038
-0,8/-0,4	0,356±0,039	0,356±0,039	0,356±0,039
-0,4/-0,2	0,339±0,050	0,339±0,050	0,339±0,050
-0,2/ 0,0	0,367±0,052	0,367±0,052	0,367±0,052
0,0/ 0,2	0,367±0,052	0,434±0,124	0,434±0,124
0,2/ 0,4	0,339±0,050	0,506±0,121	0,506±0,121
0,4/ 0,8	0,356±0,039	0,551±0,089	0,551±0,089
0,8/ 1,2	0,249±0,038	0,901±0,101	0,901±0,101
1,2/ 1,6	0,145±0,031	1,09 ± 0,11	1,09 ± 0,11
1,6/ 2,0	0,082±0,029	1,04 ± 0,11	1,06 ± 0,11
2,0/ 2,4		0,673±0,086	0,768±0,087
2,4/ 2,8		0,438±0,077	0,771±0,086
2,8/ 3,2		0,060±0,031	0,489±0,057

Table III.4.a

Sections efficaces différentielles des $K^o(= K^+)$, des $\bar{K}^o$ et des K^- ; a) $F(y)$, b) $d\sigma/dx$ et $F(x)$, et c) $d\sigma/dP_T^2$ et $F(P_T^2)$.

x	dσ/dx (mb)			F(x) (mb)		
	$K^0 = K^+$	$\overline{K^0}$	K^-	$K^0 = K^+$	$\overline{K^0}$	K^-
-0,5 /-0,4	0,09±0,09	0,09±0,09	0,09±0,09	0,012±0,012	0,012±0,012	0,012±0,012
-0,4 /-0,3	0,34±0,20	0,34±0,20	0,34±0,20	0,044±0,026	0,044±0,026	0,044±0,026
-0,3 /-0,2	1,73±0,41	1,73±0,41	1,73±0,41	0,150±0,036	0,150±0,036	0,150±0,036
-0,2 /-0,1	4,41±0,56	4,41±0,56	4,41±0,56	0,277±0,036	0,277±0,036	0,277±0,036
-0,10/-0,05	7,07±0,87	7,07±0,87	7,07±0,87	0,322±0,040	0,322±0,040	0,322±0,040
-0,05/ 0,0	9,55±0,97	9,55±0,97	9,55±0,97	0,377±0,040	0,377±0,040	0,377±0,040
0,0 / 0,05	9,55±0,97	12,0± 1,8	12,0± 1,8	0,377±0,040	0,493±0,096	0,493±0,096
0,05/ 0,10	7,07±0,87	14,6± 2,1	14,6± 2,1	0,322±0,040	0,637±0,097	0,637±0,097
0,1 / 0,2	4,41±0,56	13,7± 1,4	13,7± 1,4	0,277±0,036	0,813±0,088	0,813±0,088
0,2 / 0,3	1,73±0,41	14,2± 1,5	14,2± 1,5	0,150±0,036	1,24 ± 0,13	1,24 ± 0,13
0,3 / 0,4	0,34±0,20	9,05±1,10	9,05±1,10	0,044±0,026	1,07 ± 0,13	1,07 ± 0,13
0,4 / 0,5	0,09±0,09	5,83±0,86	5,83±0,86	0,012±0,012	0,868±0,130	0,868±0,130
0,50/ 0,65		3,10±0,54	3,12±0,54		0,581±0,103	0,585±0,103
0,65/ 0,80		1,99±0,47	2,77±0,50		0,457±0,110	0,669±0,113
0,8 / 0,9		0,96±0,29	3,63±0,53		0,265±0,081	0,982±0,150
0,9 / 1,0			8,30±1,03			2,82 ± 0,26

Table III.4.b

P_T^2	$d\sigma/dP_T^2$ (mb/GeV²)		
	$K^0 = K^+$	$\overline{K^0}$	K^-
0,0/0,1	10,7 ± 1,4	30,9 ± 2,1	34,8 ± 2,1
0,1/0,2	7,31 ± 1,06	18,9 ± 1,6	20,9 ± 1,6
0,2/0,4	2,64 ± 0,45	8,08 ± 0,72	9,24 ± 0,73
0,4/0,6	1,23 ± 0,30	3,33 ± 0,47	3,82 ± 0,48
0,6/0,8	0,64 ± 0,20	1,56 ± 0,31	1,88 ± 0,31
0,8/1,2	0,213 ± 0,090	0,67 ± 0,14	0,82 ± 0,14
1,2/1,6	0,146 ± 0,070	0,389 ± 0,109	0,454 ± 0,110
1,6/2,4	0,050 ± 0,029	0,068 ± 0,032	0,097 ± 0,033
2,4/3,3	0,022 ± 0,017	0,043 ± 0,026	0,048 ± 0,026
3,3/5,3	0,002 ± 0,002	0,009 ± 0,009	0,012 ± 0,009
P_T^2	$F(P_T^2)$ (mb/GeV²)		
	$K^0 = K^+$	$\overline{K^0}$	K^-
0,0/0,1	0,483 ± 0,046	2,68 ± 0,22	3,97 ± 0,26
0,1/0,2	0,380 ± 0,048	1,67 ± 0,17	2,37 ± 0,19
0,2/0,4	0,146 ± 0,016	0,809 ± 0,087	1,14 ± 0,10
0,4/0,6	0,072 ± 0,010	0,350 ± 0,058	0,533 ± 0,066
0,6/0,8	0,040 ± 0,008	0,139 ± 0,028	0,231 ± 0,036
0,8/1,2	0,015 ± 0,004	0,072 ± 0,014	0,120 ± 0,018
1,2/1,6	0,012 ± 0,003	0,051 ± 0,016	0,061 ± 0,017
1,6/2,4	0,005 ± 0,003	0,009 ± 0,004	0,016 ± 0,005
2,4/3,3	0,0022±0,0010	0,0054±0,0033	0,0054±0,0033
3,3/5,3	0,0002±0,0002	0,0016±0,0014	0,0032±0,0017

Table III.4.c

y	F(y) (mb)		
	π^+	π^-	γ
-4,0/-3,6	0,011±0,007	0,004±0,003	
-3,6/-3,2	0,066±0,012	0,022±0,005	(0,085±0,060)
-3,2/-3,0	0,242±0,026	0,111±0,013	
-3,0/-2,8			(0,364±0,148)
-2,8/-2,4	0,519±0,038	0,296±0,021	
-2,4/-2,0	1,19 ± 0,06	0,704±0,033	(0,591±0,203)
-2,0/-1,6	1,91 ± 0,08	1,38 ± 0,05	2,29 ± 0,37
-1,6/-1,2	2,85 ± 0,11	2,17 ± 0,07	6,18 ± 0,84
-1,2/-0,8	3,35 ± 0,13	2,89 ± 0,08	8,20 ± 0,70
-0,8/-0,4	3,84 ± 0,15	3,33 ± 0,09	11,1 ± 1,0
-0,4/ 0,0	3,62 ± 0,14	3,87 ± 0,10	12,3 ± 1,1
0,0/ 0,4	3,45 ± 0,13	4,28 ± 0,10	13,2 ± 1,1
0,4/ 0,8	3,40 ± 0,11	4,21 ± 0,10	10,0 ± 0,6
0,8/ 1,2	2,95 ± 0,10	3,87 ± 0,11	9,65 ± 0,65
1,2/ 1,6	2,50 ± 0,09	3,29 ± 0,12	7,25 ± 0,42
1,6/ 2,0	1,88 ± 0,08	2,64 ± 0,12	5,59 ± 0,35
2,0/ 2,4	1,14 ± 0,08	1,43 ± 0,13	3,71 ± 0,28
2,4/ 2,8	0,622±0,072	0,851±0,130	2,15 ± 0,22
2,8/ 3,2	0,280±0,021	0,433±0,093	1,29 ± 0,15
3,2/ 3,6	0,101±0,011	0,082±0,047	0,628±0,101
3,6/ 4,0	0,021±0,005		0,292±0,092
4,0/ 4,6			0,112±0,034
4,6/ 5,2			0,030±0,030

Table III.5.a

Sections efficaces différentielles des π^+, des π^- et des γ (certaines distributions sont également indiquées pour les π^o) ; a) F(y), b) $d\sigma/dx$ et F(x) des $\pi^\pm$, c) $d\sigma/dP_T^2$ et $F(P_T^2)$ des $\pi^\pm$, d) $d\sigma/dx$ et F(x) des π^o et γ, et e) $d\sigma/dP_T^2$ et $F(P_T^2)$ des π^o et γ. Pour les γ, les valeurs entre parenthèses sont celles qui peuvent être plus ou moins biaisées (γ de moins de 40 MeV/c d'impulsion).

x	dσ/dx (mb)		F(x) (mb)	
	π+	π−	π+	π−
-0,9 / -0,8	0,030±0,030		0,008±0,008	
-0,8 / -0,7	0,080±0,050	0,120±0,040	0,019±0,011	0,029±0,010
-0,7 / -0,6	0,490±0,120	0,220±0,060	0,103±0,026	0,045±0,012
-0,6 / -0,5	1,33 ± 0,22	0,73 ± 0,11	0,234±0,038	0,127±0,020
-0,5 / -0,4	3,74 ± 0,34	1,44 ± 0,15	0,544±0,049	0,205±0,022
-0,4 / -0,3	8,55 ± 0,55	4,67 ± 0,29	0,972±0,062	0,530±0,033
-0,30/-0,25	15,0 ± 1,1	7,71 ± 0,53	1,38 ± 0,10	0,714±0,049
-0,25/-0,20	21,6 ± 1,4	13,5 ± 0,8	1,66 ± 0,11	1,05 ± 0,06
-0,20/-0,15	34,4 ± 1,8	22,5 ± 1,0	2,11 ± 0,11	1,40 ± 0,06
-0,15/-0,10	54,9 ± 2,2	43,4 ± 1,4	2,53 ± 0,11	2,02 ± 0,07
-0,10/-0,05	97,9 ± 3,3	85,3 ± 2,1	3,05 ± 0,11	2,72 ± 0,07
-0,05/ 0,0	191 ± 4	184 ± 3	3,59 ± 0,09	3,66 ± 0,07
0,0 / 0,05	171 ± 4	205 ± 3	3,32 ± 0,08	4,15 ± 0,08
0,05/ 0,10	91,9 ± 2,3	113 ± 3	2,90 ± 0,08	3,69 ± 0,09
0,10/ 0,15	48,7 ± 1,7	66,9 ± 2,4	2,17 ± 0,08	3,18 ± 0,11
0,15/ 0,20	33,4 ± 1,9	43,0 ± 2,1	2,04 ± 0,13	2,71 ± 0,13
0,20/ 0,25	21,8 ± 1,7	25,4 ± 1,9	1,67 ± 0,13	1,98 ± 0,17
0,25/ 0,30	14,2 ± 1,0	18,3 ± 1,9	1,30 ± 0,10	1,70 ± 0,19
0,3 / 0,4	9,09 ± 0,72	12,8 ± 1,4	1,04 ± 0,07	1,52 ± 0,17
0,4 / 0,5	3,95 ± 0,27	6,93 ± 1,25	0,57 ± 0,04	1,09 ± 0,11
0,5 / 0,6	1,89 ± 0,17	5,74 ± 0,70	0,333±0,031	
0,6 / 0,7	0,74 ± 0,11	2,95 ± 0,66	0,153±0,023	0,57 ± 0,10
0,7 / 0,8	0,410±0,080	2,20 ± 0,57	0,095±0,019	
0,8 / 0,9	0,070±0,040	0,57 ± 0,37	0,020±0,009	0,176±0,111
0,9 / 1,0	0,015±0,015		0,004±0,004	

Table III.5.b

P_T^2	$d\sigma/dP_T^2$ (mb/GeV^2)		$F(P_T^2)$ (mb/GeV^2)	
	π^+	π^-	π^+	π^+
0,0 /0,05	320 ± 5	312 ± 5	9,04 ± 0,31	8,51 ± 0,51
0,05/0,10	171 ± 4	171 ± 4	6,30 ± 0,22	6,79 ± 0,36
0,10/0,15	103 ± 3	106 ± 3	4,49 ± 0,22	4,72 ± 0,35
0,15/0,20	65,1 ± 2,4	73,0 ± 3,0	3,18 ± 0,19	3,68 ± 0,32
0,2 / 0,3	39,4 ± 1,3	46,3 ± 1,7	2,07 ± 0,11	2,73 ± 0,18
0,3 / 0,4	20,9 ± 1,0	23,9 ± 1,4	1,31 ± 0,10	1,54 ± 0,17
0,40/0,55	11,2 ± 0,6	13,0 ± 0,8	0,768 ± 0,062	1,00 ± 0,10
0,55/0,70	5,61 ± 0,42	7,8 ± 0,6	0,432 ± 0,039	0,660 ± 0,060
0,7 / 0,9	3,07 ± 0,34	4,08 ± 0,40	0,253 ± 0,030	0,375 ± 0,045
0,9 / 1,1	1,64 ± 0,21	2,18 ± 0,27	0,150 ± 0,020	0,230 ± 0,030
1,1 / 1,4	0,72 ± 0,13	1,00 ± 0,16	0,080 ± 0,015	0,116 ± 0,025
1,4 / 1,7	0,36 ± 0,09	0,43 ± 0,13	0,040 ± 0,014	0,044 ± 0,023
1,7 / 2,1	0,175±0,039	0,284±0,040	0,021 ± 0,005	0,037 ± 0,008
2,1 / 2,5	0,028±0,051	0,094±0,040	0,0041±0,0052	0,013 ± 0,006
2,5 / 3,0	0,052±0,026	0,035±0,029	0,0062±0,0027	0,0060±0,0046
3,0 / 3,5	0,013±0,028	0,003±0,027	0,0019±0,0043	0,0014±0,0043
3,5 / 4,1	0,005±0,004	0,013±0,011	0,0006±0,0004	0,0029±0,0026
4,1 / 5,3	0,003±0,002	0,009±0,009	0,0004±0,0003	0,0015±0,0016

Table III.5.c

x	dσ/dx (mb)		F(x) (mb)
	γ	π^0	γ
-0,5 / -0,4	(1,8 ±0,6)		(0,130±0,069)
-0,4 / -0,3		3,43±1,67	
-0,30 / -0,25	(6,5 ±1,6)	9,73±4,06	(0,53 ± 0,14)
-0,25 / -0,20		18,4± 6,6	
-0,20 / -0,15	31,0±4,0	33,6± 9,3	1,52 ± 0,20
-0,15 / -0,10		57,3±13,3	
-0,10 / -0,05	133 ± 12	100 ± 21	3,73 ± 0,33
-0,050/-0,025	268 ± 22	307 ± 40	4,62 ± 0,36
-0,025/ 0,0	1370± 90		9,33 ± 0,54
0,0 / 0,025	1580± 70	247 ± 19	8,91 ± 0,36
0,025/ 0,050	425 ± 20		6,75 ± 0,34
0,050/ 0,075	208 ± 13	151 ± 20	4,82 ± 0,32
0,075/ 0,100	144 ± 11		4,63 ± 0,36
0,10 / 0,15	65,0±5,0	67 ± 12	2,83 ± 0,22
0,15 / 0,20	38,0±4,0	36 ± 6	2,20 ± 0,23
0,20 / 0,25	18,0±2,0	25,4± 4,4	1,46 ± 0,16
0,25 / 0,30		19,8± 3,8	
0,3 / 0,4	8,0 ±1,2	14,4± 3,2	0,89 ± 0,13
0,4 / 0,5	5,7 ±1,0	8,93±2,32	0,805±0,144
0,5 / 0,6	2,5 ±0,6	5,18±1,61	0,439±0,106
0,6 / 0,7	0,7 ±0,2	3,03±1,07	0,149±0,044
0,7 / 0,8		1,25±0,54	
0,8 / 0,9	0,2 ±0,1		0,059±0,036
0,9 / 1,0			

Table III.5.d

P_T^2	$d\sigma/dP_T^2$ (mb/GeV²)	$F(P_T^2)$ (mb/GeV²)	
	γ	γ	π^0
0,0 /0,025	3180 ± 120	25,7 ± 1,2	10,3 ± 0,7
0,025/0,050	585 ± 29	13,3 ± 0,8	8,59 ± 0,61
0,05 / 0,10	242 ± 12	6,95 ± 0,44	6,71 ± 0,53
0,10 / 0,15	111 ± 8	3,76 ± 0,29	4,97 ± 0,44
0,15 / 0,20	53,9 ± 4,9	2,31 ± 0,25	3,77 ± 0,36
0,2 / 0,3	34,2 ± 2,9	1,79 ± 0,17	2,57 ± 0,27
0,3 / 0,4	16,1 ± 1,9	0,847±0,107	1,62 ± 0,18
0,4 / 0,5	8,05 ± 2,04	0,491±0,098	1,07 ± 0,13
0,5 / 0,6	4,18 ± 0,94	0,289±0,069	0,73 ± 0,09
0,6 / 0,8	2,41 ± 0,51	0,152±0,033	0,437 ± 0,059
0,8 / 1,0	1,36 ± 0,38	0,115±0,034	0,237 ± 0,034
1,0 / 1,4	0,288±0,107	0,036±0,014	0,108 ± 0,016
1,4 / 1,8	0,206±0,107	0,021±0,011	0,045 ± 0,007
1,8 / 2,2	0,041±0,027	0,009±0,007	0,021 ± 0,003
2,2 / 2,6			0,011 ± 0,002
2,6 / 3,0			0,0062±0,0011
3,0 / 3,5			0,0035±0,0006
3,5 / 4,1			0,0018±0,0004
4,1 / 5,3			0,0007±0,0002

Table III.5.e

REFERENCES DU CHAPITRE III

[3.1] Bricman C. et al. : Rev. of Particles Properties, Rev. of Mod. Phys. 52, 1 (1980)

[3.2] Borg A. : Thèse de Doctorat d'Etat, Université Paris VI (1977), Note CEA-N-2029 (1978)

[3.3] Gensch U. et al. : Nucl. Phys. B173, 154 (1980)

[3.4] Cochet C. et al. : Nucl. Phys. B124, 61 (1977)

[3.5] Arestov Yu.I. et al. : Z. Physik C7, 97 (1981)

[3.6] Laffaille J.M. et al. : Z. Physik C2, 95 (1979)

[3.7] Borg A. et al. : Nucl. Phys. B106, 430 (1976)

[3.8] Faccini M.L. et al. : Nucl. Phys. B127, 109 (1977)

[3.9] Boratav M. et al. : Nucl. Phys. B111, 529 (1976)

[3.10] Kopylov G.I. : Nucl. Phys. B52, 126 (1973)

[3.11] Voir par exemple :
Feynman R.P. : Phys. Rev. Lett. 23, 1415 (1969) ;
Sens J.C. : Proceedings of the Int. conference on high energy collisions, Vol. 1, page 177 (Oxford, 1972) ;
Rossi A.M. et al. : Nucl. Phys. B84, 269 (1975).

[3.12] Whitmore J. : Phys. Rep. 27C, 187 (1976)

[3.13] Borg A. et al. : Nuovo Cim. 22A, 559 (1974)

[3.14] Wright P.R.S. et al. : Rapport CERN/EP 81-2 (1981) (soumis à Nucl. Phys. B)

[3.15] Quelques unes des valeurs utilisées ne sont pas indiquées dans les publications citées ; elles proviennent des collaborations RHEL-Ecole Polytechnique-Saclay pour 14,3 GeV/c, France-URSS et CERN-URSS pour 32 GeV/c (communications privées).

[3.16] Voir par exemple :
Mueller A.H. : Phys. Rev. D2, 2963 (1970) ;
Salin P. : Compte rendu de l'école d'été de physique des particules-GIF 73 (Inst. Nat. de Phys. Nucl. et de Phys. des Part.), Vol. 1 (Paris, 1973) ;
Ganguli S.N. and Roy D.P. : Phys. Rep. 67C, 201 (1980).

[3.17] Ferbel T. : Phys. Rev. D8, 2321 (1973)

[3.18] Ammosov V.V. et al. : Nuovo Cim. 40A, 237 (1977)

[3.19] Alper B. et al. : Nucl. Phys. B100, 237 (1975),
Guettler K. et al. : Phys. Lett. 64B, 111 (1976).

- CHAPITRE IV -

DISTRIBUTIONS DE L'IMPULSION LONGITUDINALE ET MODELES DE QUARKS

Le but de ce chapitre est d'étudier plus en détail les distributions des sections efficaces différentielles invariantes et non invariantes par rapport à l'impulsion longitudinale, et plus particulièrement du point de vue des modèles de quarks et de partons.

IV.1 FONCTIONS DE FRAGMENTATION

Depuis qu'a été montrée la similarité des rapports de production des particules chargées à petit P_T et à grand P_T, dans les collisions pp à haute énergie [4.1], de nombreuses observations expérimentales ont suggéré l'universalité des "jets" produits dans les collisions dures (comme l'annihilation e+e- ou les interactions lepton-hadron profondément inélastiques) et de ceux qui sont produits dans la direction incidente pour les collisions ordinaires hadron-hadron. Plusieurs tentatives ont alors été faites pour essayer de décrire, dans le cadre de modèles de partons, les collisions hadroniques à faible P_T (l'essentiel des événements est caractérisé par une impulsion transverse $P_T \lesssim 500$ MeV/c). La plupart de ces approches, telles que les modèles de recombinaison [4.2,3] ou les modèles de fragmentation [4.4-7], s'intéressent aux régions de fragmentation des interactions hadron-hadron. Toutes les approches utilisent soit les fonctions de structure $G_h{}^q(x)$, soit les fonctions de fragmentation $D_q{}^h(z)$.

La fonction de structure $G_h^q(x)$ est définie comme étant le nombre de quarks q qu'on peut trouver dans le hadron h, avec une fraction x de l'impulsion du hadron (cette fonction doit donc vérifier la condition : $\Sigma_q \int_0^1 x\, G_h^q(x)\, dx = 1$, en accord avec la conservation de l'impulsion). La fonction de fragmentation $D_q^h(z)$ est définie, d'une façon analogue, comme étant le nombre de hadrons h qu'on peut trouver parmi les produits de fragmentation du quark q, avec une fraction z de l'impulsion du quark. En pratique, ces fonctions sont obtenues à partir des données hadroniques dans les interactions e+e-, e-p, νp ou $\bar{\nu} p$; mais un bon nombre d'entre elles sont encore inconnues expérimentalement. On peut en fait établir, en utilisant les propriétés de symétrie des interactions, un certain nombre de relations entre les diverses fonctions G_h^q d'une part, et entre les diverses fonctions D_q^h d'autre part [4.8,9]. La réciprocité entre les processus de recombinaison et de fragmentation permet par ailleurs d'établir des relations entre ces deux types de fonctions [4.8,9]. Nous nous intéresserons principalement, dans ce qui suit, à l'étude des modèles de fragmentation.

IV.1.1 Les modèles de fragmentation

Les modèles de fragmentation supposent que les interactions hadron-hadron à petit P_T s'effectuent en deux temps, d'une façon analogue aux collisions dures qui produisent des jets par un processus constitué de deux étapes indépendantes. Dans la première étape, une interaction dure produit des systèmes colorés (q, $\bar{q}$, qq...), associés à des gluons et à des paires $q\bar{q}$ issues de la mer (il s'agit en fait de partons, c'est à dire de systèmes de quarks "habillés"). Dans la seconde étape, ces systèmes colorés se fragmentent en jets de particules sous l'effet des forces de confinement. Ceci conduit au type d'équation :

$$d\sigma/dx_h(a \to h) = \Sigma_i \int dx'\, dz\, \rho_a^i(x')\, D_i^h(z)\, \delta(zx' - x_h)$$

$$= \Sigma_i \int_{x_h}^{1} dx'/x'\, \rho_a^i(x')\, D_i^h(x_h/x') \qquad (1)$$

où $\rho_a{}^i(x')$ est la proportion des partons (du type i) qui, après avoir été séparés, emportent une fraction x' de l'impulsion de la particule a. Les fonctions $\rho_a{}^i$ sont à priori inconnues, et en particulier différentes des fonctions de structure $G_a{}^i$, car elles dépendent de la dynamique du mécanisme de séparation des systèmes colorés ; mais la plupart des modèles supposent alors que, pour des quarks de valence, l'approximation $\rho(x) \simeq \delta(x-x_o)$ avec $x_o \simeq 1$ est raisonnablement acceptable. En utilisant ces hypothèses, il est donc naturel de s'attendre à ce que la fragmentation soit universelle, c'est à dire indépendante du mécanisme par lequel sont produits les systèmes colorés. Dans la région de fragmentation du proton, la distribution inclusive de l'impulsion longitudinale réduite peut aussi être exprimée en termes de fonctions de fragmentation du diquark, aussi bien pour les interactions hadroniques que pour les hadrons produits dans les interactions leptoniques [4.6].

Les relations entre les interactions de neutrinos et les interactions pp ou K-p (dans les régions de fragmentation) peuvent être illustrées par les diagrammes de la figure IV.1, qui correspondent à un modèle basé sur le développement de deux chaines de particules [4.10]. Pour décrire l'ensemble des réactions usuelles à petit P_T, ce modèle n'a besoin a priori que d'une détermination des fonctions de structure $G_h{}^q$ et des fonctions de fragmentation $D_q{}^h$, car les fonctions $\rho_a{}^i$ de l'équation (1) sont dans ce cas estimées à partir des $G_a{}^i$ (typiquement $\rho(x) \simeq G(1-x)$ pour $x \to 1$). On peut alors montrer que les $\rho_a{}^i(x)$ sont effectivement très piquées vers $x \simeq 1$ (à peu près comme $1/\sqrt{1-x}$), et que les modifications apportées en négligeant "l'habillement" des quarks ne changent que très peu ce comportement. Du point de vue des interactions méson-proton, on aboutit ainsi à ce que le quark (ou l'antiquark) considéré dans le méson, ou le diquark considéré dans le proton, emporte environ 95% de l'impulsion incidente. L'autre quark de valence est alors bloqué près de $x = 0$ et contribue uniquement à la production centrale.

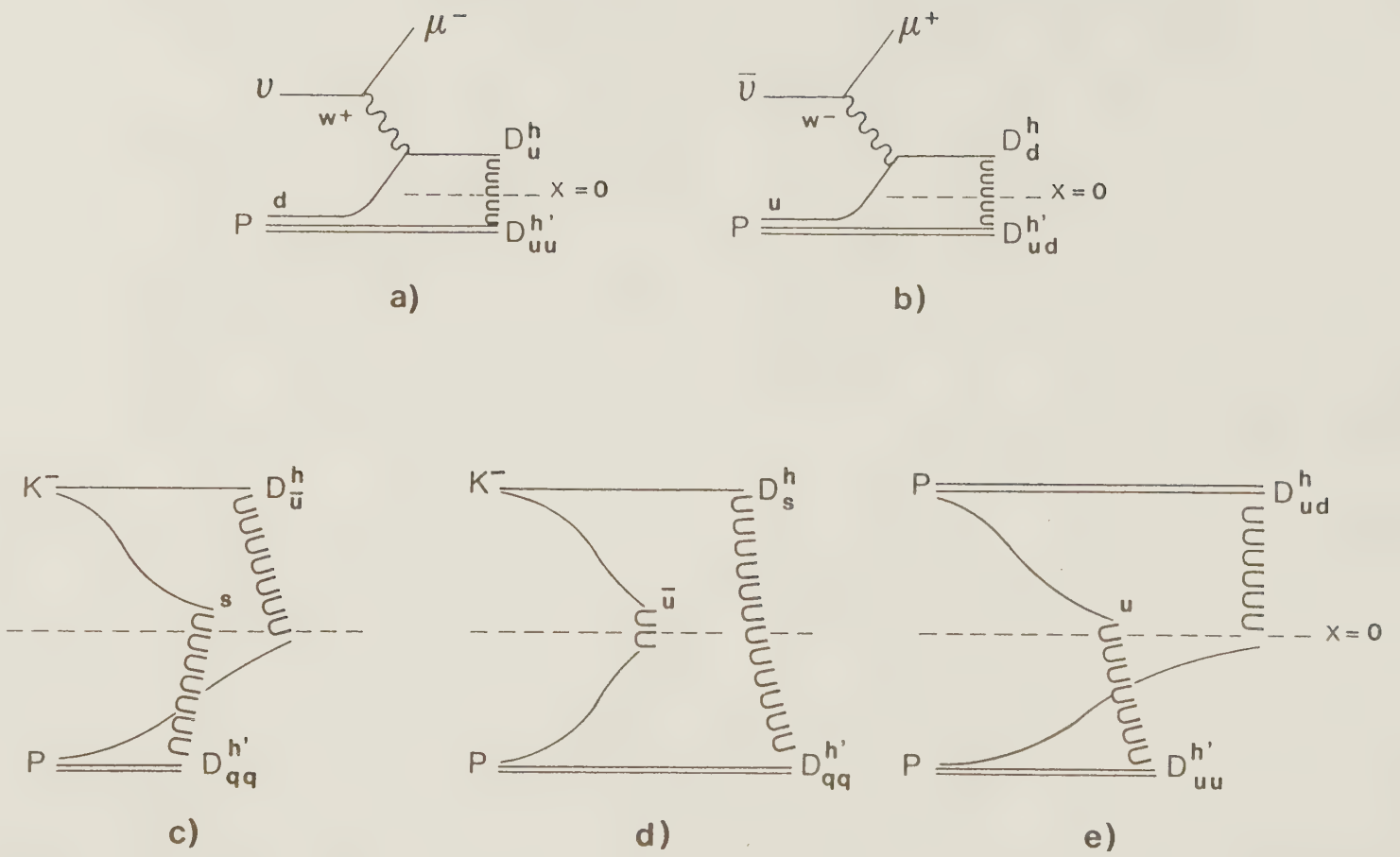


Fig. IV.1

Diagrammes correspondant au modèle à deux chaînes de particules [4.10] ; a) et b) pour les interactions νp et $\bar{\nu}$p, c) et d) pour les interactions K^-p, et e) pour les interactions pp.

Tout ceci nous conduit à écrire, avec un degré d'approximation acceptable, pour la région de fragmentation du K- :

$$\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{dx}(K^- \rightarrow h) \simeq \frac{1}{2} D_s^h(x) + \frac{1}{2} D_{\bar{u}}^h(x) \qquad (2)$$

et pour la région de fragmentation du proton :

$$\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{dx}(p \rightarrow h) \simeq \frac{1}{3} D_{uu}^h(x) + \frac{2}{3} D_{ud}^h(x) \qquad (3)$$

En fait, un bon accord de forme et de normalisation a été observé dans la région de fragmentation du pion (pour des collisions pion-proton) [4.6], entre les distributions expérimentales de l'impulsion longitudinale réduite des $\pi^{\pm}$ et les distributions calculées à partir des fonctions de fragmentation D_q^{π} (mesurées à l'aide de la production de hadrons dans les interactions leptoniques). Peu d'essais ont par contre été faits dans la région de fragmentation du proton [4.11]. Par ailleurs, de façon à vérifier l'universalité des fonctions de fragmentation, il est très intéressant d'obtenir de nombreuses données sur ces fonctions à partir de diverses collisions hadron-hadron à faible P_T (en particulier dans la région de fragmentation du proton, qui est régie par le comportement des diquarks).

IV.1.2 Fragmentation du K-

Ayant déterminé, dans le chapitre précédent, les sections efficaces différentielles $d\sigma/dx(\pi^{\pm})$ dans tout le domaine de la variable x, il nous est maintenant possible de reporter ces distributions expérimentales dans la relation (2) et d'en déduire un certain nombre de renseignements sur les fonctions de fragmentation D_q^{π}. En fait, si on prend en compte les invariances d'isospin et de conjugaison de charge, on constate qu'il y a seulement trois fonctions D_q^{π} indépendantes :

$$D_u^{\pi+} = D_d^{\pi-} = D_{\bar{u}}^{\pi-} = D_{\bar{d}}^{\pi+}$$
$$D_u^{\pi-} = D_d^{\pi+} = D_{\bar{u}}^{\pi+} = D_{\bar{d}}^{\pi-}$$
$$D_s^{\pi+} = D_s^{\pi-} = D_{\bar{s}}^{\pi+} = D_{\bar{s}}^{\pi-}$$

Par ailleurs, en accord avec les calculs de Field et Feynman [4.4], nous avons utilisé l'approximation :

$$D_s^{\pi} \simeq D_u^{\pi-}$$

la création d'un π à partir d'un quark s nécessite en effet de créer deux paires de quarks, exactement comme pour la création d'un $\pi-$ ($\bar{u}d$) à partir d'un quark u.

La distribution des π° peut également être utilisée, à l'aide de la relation $2\ D_q^{\pi^\circ} = D_q^{\pi+} + D_q^{\pi-}$, pour apporter une contrainte supplémentaire dans la détermination de ces fonctions. On obtient donc finalement :

$$1/\sigma\ d\sigma/dx(K- \rightarrow \pi+) \simeq D_u^{\pi-} \qquad (4)$$
$$1/\sigma\ d\sigma/dx(K- \rightarrow \pi-) \simeq 1/2\ D_u^{\pi-} + 1/2\ D_u^{\pi+} \qquad (5)$$
$$\text{et} \quad 1/\sigma\ d\sigma/dx(K- \rightarrow \pi^\circ) \simeq 3/4\ D_u^{\pi-} + 1/4\ D_u^{\pi+} \qquad (6)$$

Ce système comporte moins d'inconnues que d'équations, mais la compatibilité de ces dernières est liée à la relation : $2\ d\sigma/dx(\pi^\circ) \simeq d\sigma/dx(\pi+) + d\sigma/dx(\pi-)$ qui est raisonnablement vérifiée par nos données dans la région de fragmentation du K-, compte tenu des erreurs expérimentales. En pratique, nous avons calculé les D_u^{π} en ajustant les valeurs, dans chaque intervalle de x, de façon à minimiser le χ^2 par rapport aux relations (4-6).

Les résultats obtenus pour $D_u^{\pi+}$ et $D_u^{\pi-}$ sont présentés dans la table IV.1 et reportés sur la figure IV.2. Les erreurs sont relativement plus grandes pour $D_u^{\pi+} = D_{\bar{u}}^{\pi-}$ à cause des incertitudes importantes sur la distribution des $\pi-$ (au delà de $x \simeq 0,5$ il y a plus de K- que de $\pi-$) et sur la distribution des π° (la méthode de Kopylov qui a été utilisée ne prend en compte

x	$D_u^{\pi^+}$	$D_u^{\pi^-}$
0,20/0,25	1,64 ± 0,21	1,23 ± 0,10
0,25/0,30	1,26 ± 0,20	0,80 ± 0,06
0,3 / 0,4	0,97 ± 0,15	0,514 ± 0,040
0,4 / 0,5	0,591±0,126	0,222 ± 0,015
0,5 / 0,6	0,563±0,073	0,106 ± 0,010
0,6 / 0,7	0,318±0,065	0,041 ± 0,006
0,7 / 0,8	0,185±0,047	0,023 ± 0,004
0,8 / 0,9	0,082±0,035	0,0039±0,0022
0,9 / 1,0	0,061±0,041	0,0008±0,0008

Table IV.1

Fonctions de fragmentation $D_u^{\pi^+}$ et $D_u^{\pi^-}$ calculées à partir des données K^-p à 70 GeV/c.

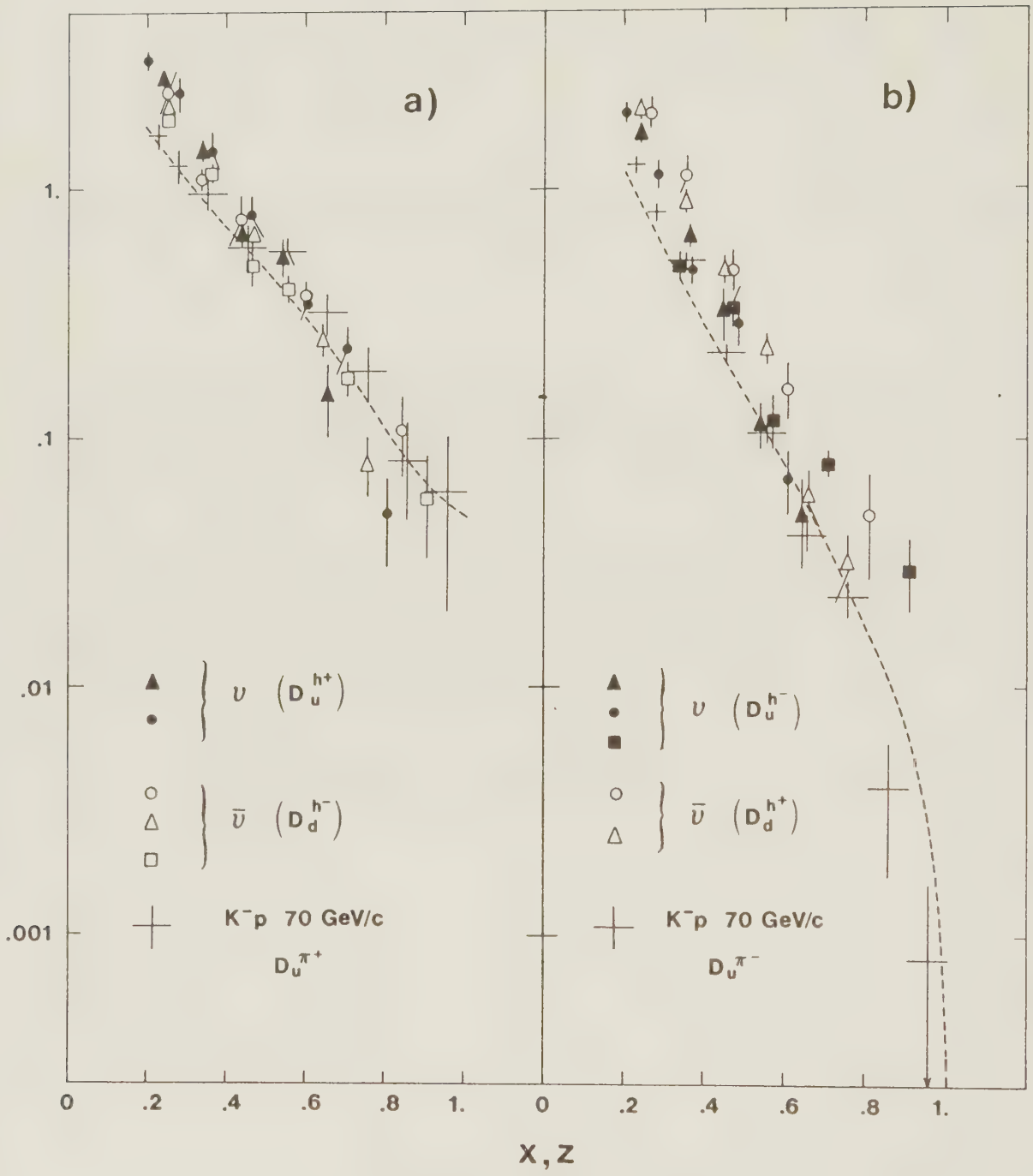


Fig. IV.2

Fonctions de fragmentation $D_u^{\pi^+}$ (a) et $D_u^{\pi^-}$ (b) calculées à partir des données K^-p à 70 GeV/c. Les valeurs de $D_u^{h^\pm}$ et $D_d^{h^\pm}$ obtenues dans les interactions νp et $\bar{\nu}p$ ont également été reportées. Les lignes en tirets représentent une paramétrisation indiquée par Field et Feynman [4.5].

que les γ dont $P_L > M_{\pi^o}/2$, ce qui diminue notablement la précision statistique).

Un certain nombre de résultats équivalents, obtenus dans les interactions νp et $\bar{\nu} p$ en chambre à bulles [4.12-14], ont été reportés sur la figure IV.2 pour comparaison (la variable utilisée ici est la fraction z de l'énergie totale de la gerbe hadronique, mais on peut vérifier que z est équivalent à x pour des pions dans la région $z \gtrsim 0,2$). Ces résultats correspondent aux particules de la gerbe hadronique dans la région $W > 4$ GeV où la séparation entre les fragments respectifs du courant faible et de la cible est plus sûre (W représente la masse effective de la gerbe hadronique). Le modèle des partons prédit que les fonctions $D_q{}^h$ doivent être indépendantes de W et du transfert d'énergie-impulsion q^2 ; en fait, des déviations à cette règle ont été observées aux faibles valeurs de q^2, mais la coupure sur W élimine pratiquement tous les événements à faible q^2.

L'accord entre ces données et les nôtres est assez bon dans la région $x > 0,3$ ($z > 0,3$), surtout si on tient compte des approximations suivantes :

- les données obtenues dans les expériences νp et $\bar{\nu} p$ correspondent en fait aux fonctions $D_u{}^h$ et $D_d{}^h$ (et non $D_u{}^\pi$ et $D_d{}^\pi$), d'où une certaine dispersion des résultats [4.5].

- nous avons utilisé $x_o \simeq 1$ (pour obtenir la relation (2)) aussi bien pour le quark $\bar{u}$ que pour le quark s. Mais la fraction de l'impulsion emportée par le quark $\bar{u}$, quand il est le plus rapide, est sûrement en moyenne plus petite que la fraction emportée par le quark s, quand c'est ce dernier qui est le plus rapide (à cause de la massé plus grande du quark s ; voir les figures IV.1.c,d). Or, le fait de choisir une valeur de x_o un peu plus petite pour $\bar{u}$ que pour s peut influencer légèrement les pentes des fonctions $D_q{}^\pi$ ainsi calculées.

- dans notre expérience, la contribution plus ou moins importante des effets de seuil diffractifs (Q-, L-...) peut éventuellement influencer les résultats obtenus (nous verrons toutefois dans ce qui suit que cette influence ne peut pas être très importante).

- la contamination des π^- par les K- (à laquelle la fonction $D_u^{\pi^+}$ est assez sensible) peut par ailleurs exercer une influence notable. On peut en fait considérer d'une façon analogue les relations existant entre les fonctions D_q^K, puis les comparer aux relations (III.3-6) dont dépendent en particulier les fonctions D_q^π calculées (par l'intermédiaire de la correction des K- dans les π^-). Si on prend en compte les invariances d'isospin et de conjugaison de charge, on constate qu'il y a seulement six fonctions D_q^K indépendantes : $D_u^{K^\pm}$, $D_d^{K^\pm}$ et $D_s^{K^\pm}$. On peut par ailleurs, d'une façon analogue à ce qui a été fait pour les D_q^π, utiliser l'approximation $D_u^{K^-} = D_d^{K^\pm} = D_s^{K^+}$; ceci ne laisse subsister que trois fonctions indépendantes. On obtient alors :

$$1/\sigma\ d\sigma/dx(K^- \to K^-) \simeq 1/2\ D_u^{K^+} + 1/2\ D_s^{K^-}$$
$$1/\sigma\ d\sigma/dx(K^- \to \overline{K}^\circ) \simeq 1/2\ D_u^{K^-} + 1/2\ D_s^{K^-}$$
$$\text{et } 1/\sigma\ d\sigma/dx(K^- \to K^\circ) \simeq 1/\sigma\ d\sigma/dx(K^- \to K^+) \simeq D_u^{K^-}$$

(les K- "leading" ne sont pas pris en compte dans ces relations). On voit que ceci correspond à une production de K+ et de K° en accord avec la relation (III.5). Mais si on utilise d'autre part l'hypothèse généralement acceptée (voir par exemple [4.4,5,8]) :

$$D_u^{K^-}/D_u^{K^+} \simeq D_u^{\pi^-}/D_u^{\pi^+}$$

on doit alors s'attendre (en accord avec les fonctions D_u^π indiquées précédemment) à trouver un peu plus de K- que de $\overline{K}^\circ$ dans l'hémisphère avant (indépendamment des K^-_L). Bien qu'un certain nombre d'approximations aient été

nécessaires pour aboutir à ce résultat, il nous faut donc tout de même considérer que la relation (III.6) n'est en fait qu'une approximation (c'est d'ailleurs ce qui nous interdit de calculer les D_q^K à partir des distributions que nous avons obtenues pour les kaons). Ceci est probablement lié aux difficultés rencontrées dans le chapitre II à propos des sections efficaces de production des kaons dans leurs différents états de charge. Cet effet influence par ailleurs la détermination précédente de $D_u^{\pi+}$ à partir de $d\sigma/dx(\pi-)$, car une sous-estimation de la correction des K- dans les $\pi-$ conduit à surestimer $D_u^{\pi+}$, surtout dans la région $x \simeq 1$ où la contribution des K- est très importante (la fonction $D_u^{\pi+}$ réelle serait alors un peu plus pentue que celle que nous avons calculée).

Les fonctions de fragmentation D_u^{π} calculées en 1978 par Field et Feynman [4.5], à partir des interactions leptoniques dont les résultats étaient alors disponibles, sont aussi reportés sur la figure IV.2 (lignes en tirets). L'accord avec nos données est dans l'ensemble satisfaisant. Il est par ailleurs important de noter que, malgré des différentes difficultés évoquées précédemment, nous avons pu obtenir une détermination des fonctions D_q^{π} avec une précision tout à fait comparable à celle obtenue dans les interactions lepton-hadron.

IV.1.3 Fragmentation du proton

Les calculs analogues peuvent être effectués dans la région de fragmentation du proton en utilisant maintenant la relation (3). L'invariance d'isospin nous permet par ailleurs d'écrire $D_{ud}^{\pi+} = D_{ud}^{\pi-}$, ce qui ne laisse subsister (dans le cas qui nous intéresse) que trois fonctions indépendantes : $H_1 \equiv D_{uu}^{\pi+}$, $H_2 \equiv D_{ud}^{\pi}$ et $H_3 \equiv D_{uu}^{\pi-}$ (les notations utilisées ici sont celles de la référence [4.6]). On peut en outre raisonnablement supposer que $H_1 > H_2 > H_3$, dans la mesure où pour H_1 chaque quark u peut contribuer à la création d'un $\pi+$,

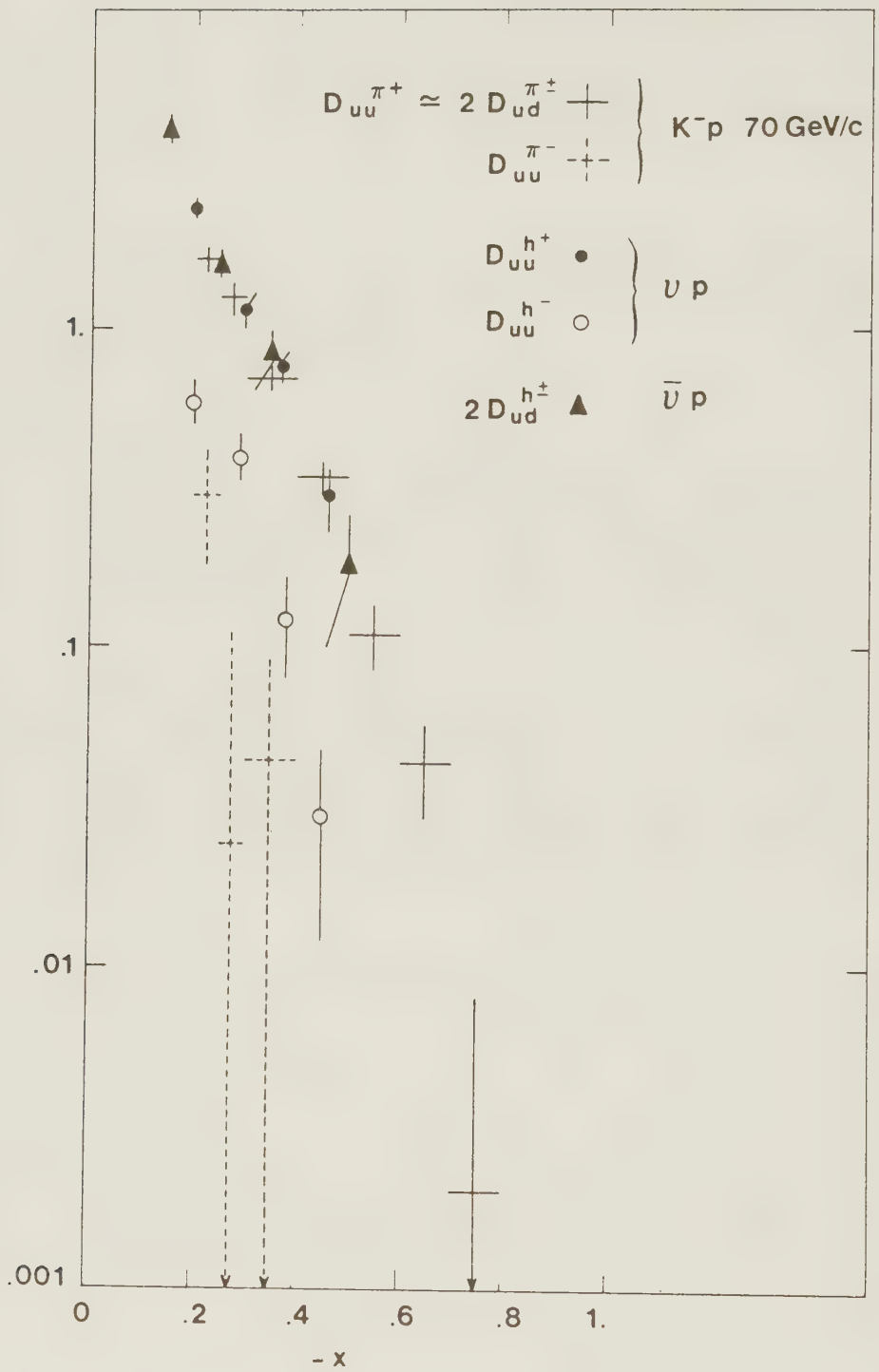


Fig. IV.3

Fonctions de fragmentation $D_{uu}^{\pi^+}$ et $D_{uu}^{\pi^-}$ calculées à partir des données en K^-p à 70 GeV/c. Les valeurs de $D_{uu}^{h^+}$, $D_{ud}^{h^\pm}$ et $D_{uu}^{h^-}$ obtenues dans les interactions νp et $\bar{\nu}p$ ont également été reportées.

que la distribution H_3 est très inférieure à H_1, ce qui est bien compatible avec nos données (la distribution H_3 extraite de [4.13] semble toutefois supérieure à l'ordre de grandeur des valeurs que nous obtenons). Il est enfin intéressant de vérifier que les valeurs de $2H_2$, calculées à partir de données obtenues dans une expérience d'interactions $\bar{\nu}p$ [4.16], sont également en très bon accord avec les valeurs obtenues pour H_1. Ceci confirme la validité de l'approximation $2H_2 \simeq H_1 + H_3 \simeq H_1$ [4.6].

Les remarques qui peuvent être faites sur les approximations des calculs précédents sont pratiquement les mêmes que celles qui ont été énumérées pour la région de fragmentation du K-. Il est en particulier possible de considérer les relations existant entre les fonctions D_{qq}^{K} impliquées dans la région de fragmentation du proton, puis de les comparer aux relations (III.3-6) pour estimer l'ordre de grandeur des erreurs systématiques éventuelles. En utilisant les mêmes propriétés d'invariance que précédemment, on est ramené à considérer $I_1 \equiv D_{uu}^{K+}$, $I_2 \equiv D_{ud}^{K+}$ et $I_3 \equiv D_{uu}^{K-} = D_{ud}^{K-}$ avec par ailleurs $I_1/H_1 \simeq I_2/H_2 \simeq I_3/H_3$. Les sections efficaces différentielles de production des K peuvent alors s'écrire :

$$1/\sigma \; d\sigma/dx(p \rightarrow K+) \simeq 1/3 \; I_1 + 2/3 \; I_2 \simeq 2/3 \; I_1$$

$$1/\sigma \; d\sigma/dx(p \rightarrow K^\circ) \simeq 2/3 \; I_2 + 1/3 \; I_3 \simeq 1/3 \; I_1$$

et $$1/\sigma \; d\sigma/dx(p \rightarrow \overline{K^\circ}) \simeq 1/\sigma \; d\sigma/dx(p \rightarrow K-) \simeq I_3$$

On remarque donc que, contrairement à ce qui a été vu pour l'autre hémisphère, l'hypothèse d'une production égale de K- et de $\overline{K^\circ}$ est ici valable (relation (III.6)). Il apparait par contre que la production des K+ doit être supérieure à celle des K°, elle même supérieure à celle des $\overline{K^\circ}$. Ceci n'est pas conforme à la relation (III.5) mais n'influence qu'assez peu, en pratique, les sections efficaces qui ont été calculées (ainsi que les fonctions H qui en ont été déduites) car la production des kaons est assez faible dans la région $x < -0,2$ où s'appliquent les relations précédentes (table III.4.b).

IV.2 REGLES DE COMPTAGE POUR LA DEPENDANCE EN (1 - |x|) DES DISTRIBUTIONS INVARIANTES

Nous avons vu que la détermination des diverses fonctions G_h^q et D_q^h n'est généralement pas aisée dans la mesure où elle nécessite une bonne connaissance de la production des divers hadrons dans les différents types d'interactions. C'est pourquoi un bon nombre de modèles utilisent des paramétrisations basées sur le comportement de ces fonctions pour $x \to 1$. Les fonctions $G_h^q(x)$ qui ont pu être calculées à partir des données expérimentales disponibles sont en général bien décrites par des expressions de la forme $x\,G(x) \simeq (1 - x)^m$ [4.4,5] ; il est alors généralement admis que les autres fonctions G_h^q peuvent être décrites sous la même forme, au moins en première approximation. On peut par ailleurs montrer que le comportement des fonctions D_q^h pour $x \to 1$ est tout à fait analogue à celui des fonctions G_h^q [4.8]. Si on se place dans le cadre des modèles décrits par Brodsky et Gunion [4.17,18], ceci conduit à prédire, pour chaque réaction inclusive, une dépendance de la section efficace différentielle invariante de la forme :

$$F(x) \simeq (1 - |x|)^m \qquad (9)$$

où les exposants sont prédits par des règles de comptage. Les valeurs prédites dépendent bien sûr du type d'interaction élémentaire présupposée (échange de quarks ou de gluons). En effet, l'exposant m peut être relié au nombre n_p de quarks passifs (quarks spectateurs qui ne participent pas au processus) par une relation du type $m = 2n_p - 1$; or ce nombre de quarks passifs dépend du mécanisme impliqué. La détermination expérimentale des exposants pour une grande variété de réactions apporte donc d'importantes contraintes sur les modèles théoriques.

Quelques problèmes d'interprétation subsistent toutefois, comme par exemple la contribution des résonances. Il est en effet maintenant bien établi qu'une part importante des particules "stables" n'est pas produite directement, mais par l'intermédiaire de la production puis de la désintégration de résonances (voir [4.19] pour les interactions K-p). Ces dernières étant alors produites plus directement, il serait naturel d'attendre un meilleur accord expérimental dans ce cas que dans le cas des particules "stables". Or il s'avère au contraire que les règles de comptage sont, dans l'ensemble, tout aussi correctes pour les particules "stables" que pour les résonances [4.20] (bien qu'il soit évident, dans certains cas particuliers comme celui des K_n [4.21], que la contribution des résonances puisse jouer un rôle important). L'interprétation de ces effets reste donc encore assez confuse, d'autant plus que la difficulté de séparer la production directe rend pratiquement impossible la réalisation de tests décisifs à ce sujet.

Un autre type de problème apparait par exemple pour les canaux p $\rightarrow \pi+$, p $\rightarrow \pi-$ et K- $\rightarrow \pi+$ dont les distributions semblent présenter un excès par rapport à la forme (9) dans la région $|x| \gtrsim 0.7$ (ceci est peu évident sur nos données à cause des erreurs expérimentales ; voir par exemple [4.20,22]). Cet effet est habituellement attribué à des contributions provenant du mécanisme de Triple-Regge [4.17,23] (la contribution des résonances est également invoquée dans [4.22]), et l'estimation des exposants est alors faite dans la région $0,2 < |x| < 0,7$. Mais il faut noter que ceci introduit des incertitudes systématiques importantes dans la détermination des exposants. D'autres contributions, comme celle de la dissociation diffractive, pourraient par ailleurs influencer plus ou moins les distributions (nous verrons en fait, dans ce qui suit, que ce n'est pas le cas).

IV.2.1 Estimation des exposants et comparaison avec les prédictions des règles de comptage

Des fonctions de la forme (9) ont été ajustées, dans la région $|x| > 0,2$, aux différentes distributions $F(x)$ déterminées expérimentalement ($\pi+$, $\pi-$, π°, Λ, K_n). Les ajustements obtenus sont représentés sur la figure IV.4 et les exposants correspondants sont regroupés dans la table IV.3 (les erreurs indiquées sont purement statistiques). Il faut toutefois noter que :

- pour les canaux K- -> $\pi+$ et p -> $\pi-$, les distributions semblent décroitre un peu moins vite que $(1-|x|)^m$ au delà de $|x| = 0,7$, comme cela a déjà été évoqué au début de cette section. Cet effet n'est toutefois pas statistiquement significatif dans nos données (voir par contre [4.20,22]) ; il parait par ailleurs absent pour le canal p -> $\pi+$ (mais il peut être caché par les erreurs dues à la correction des protons dans les $\pi+$).

- pour le canal K- -> $\pi-$, la correction des K- dans les $\pi-$ est très importante au delà de $x = 0,7$ (en particulier à cause des K^-_L), mais ceci n'influence pas trop l'ajustement dans la mesure où les erreurs tiennent compte de cette correction.

- pour le canal K- -> $\overline{K^\circ}$, bien que le maximum de la distribution soit situé aux environs de $x = 0,25$ (non visible sur la figure IV.4, se reporter à la figure III.4.c), ce point ne semble pas devoir biaiser l'ajustement. La dépendance en $(1-x)^m$ semblant par contre mal suivie à plus basse énergie (la distribution décroit moins vite au delà de $x \simeq 0,7$, ce qui peut être lié à une contribution de résonances [4.20,22]), l'ajustement a en fait été effectué dans la région $x > 0,3$. Bien que cet effet ne soit pas statistiquement significatif dans nos données, la coupure

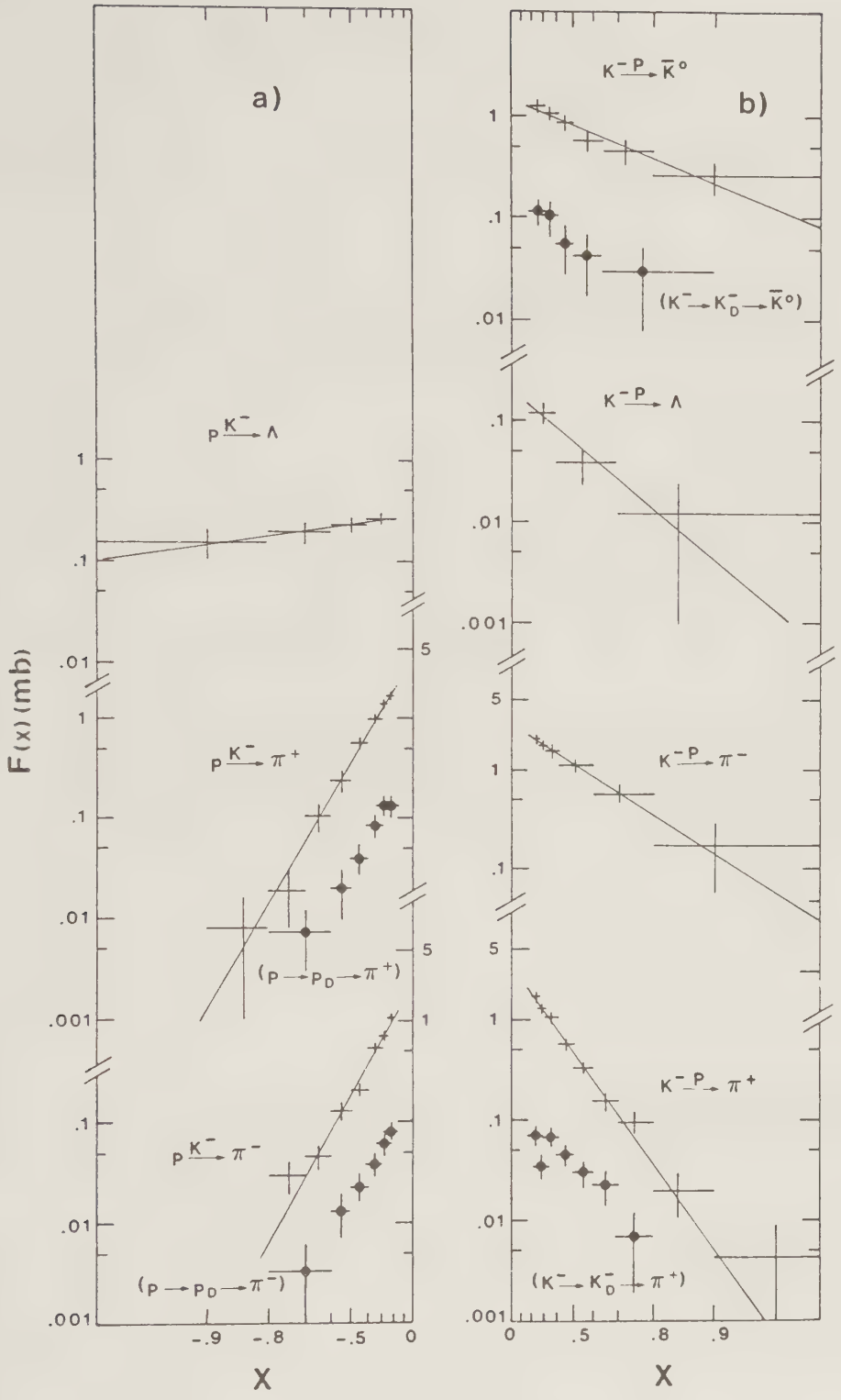


Fig. IV.4

Distributions invariantes F(x) et courbes ajustées en $(1-|x|)^m$, a) pour les Λ, π^+ et π^- dans la région de fragmentation du proton, et b) pour les $\bar{K}^o$, Λ, π^+ et π^- dans la région de fragmentation du K^-. Les composantes diffractives ont été également indiquées pour certains des canaux étudiés (voir la description dans le texte).

	m_q	m_g	m(K-p)	m(pp)
p –> Λ	1	1	0,3 ± 0,2	0,8 ± 0,4
K- –> $\overline{K^0}$	1	1	0,8 ± 0,2	
K- –> π-	1	1	1,27±0,16	
K- –> π^0	1	1	(1,3 ± 0,2)	
K- –> Λ	3	2	1,7 ± 0,7	
K- –> π+	5	3	2,79±0,13 (2,70±0,16)	
p –> π+	3	3	3,53±0,18 (3,44±0,20)	3,43±0,13 (3,37±0,14)
p –> π-	3	4	3,77±0,23 (3,68±0,29)	3,86±0,18 (3,72±0,28)

Table IV.3

Valeurs ajustées des exposants m pour les paramétrisations de F(x) en $(1-|x|)^m$ (les valeurs entre parenthèses correspondent aux exposants ajustés par rapport à x dσ/dx). Deux séries de valeurs prédites par des modèles théoriques ont également été indiquées, m_q pour l'échange de quarks et m_g pour l'échange de gluons avec création ponctuelle de paires $q\bar{q}$ (voir la description dans le texte).

plus ou moins arbitraire utilisée a en contrepartie l'avantage de permettre une meilleure comparaison des résultats aux différentes énergies, ainsi que de rendre négligeable l'éventuelle influence d'une mauvaise estimation de la contribution des K°.

- pour le canal $p \rightarrow K^\circ$, la statistique est bien trop faible pour permettre un ajustement (la contribution des $\overline{K^\circ}$ dans cette région n'est par ailleurs connue qu'en première approximation).

- pour les canaux $K^- \rightarrow \Lambda$ et $p \rightarrow \Lambda$, les maxima respectifs de la distribution à $x \simeq 0,2$ et $x \simeq -0,3$ ne semblent pas devoir biaiser les ajustements, compte tenu des erreurs expérimentales ; la coupure $|x| > 0,2$ a donc été utilisée.

- pour le canal $K^- \rightarrow \pi^\circ$, nous avons utilisé l'approximation $F(x) \simeq x/\pi \; d\sigma/dx$ (puisque la méthode de Kopylov ne permet de calculer que les distributions non invariantes) ; de façon à vérifier que cette approximation est acceptable, nous l'avons utilisée pour recalculer les exposants des $\pi^\pm$ (table IV.3), et les valeurs ainsi obtenues sont très proches de celles qui ont été calculées à partir des distributions $F(x)$.

- enfin, la perte des γ de faible impulsion rend impossible l'ajustement pour le canal $p \rightarrow \pi^\circ$.

Des ajustements ont également été effectués, pour comparaison dans la région de fragmentation du proton, sur les données analogues en pp à 69 GeV/c [4.24]. Les données en pp pour les $\pi^\pm$ sont en assez bon accord avec nos données dans l'hémisphère arrière, après renormalisation par rapport aux sections efficaces inélastiques, et les exposants obtenus sont très semblables (table IV.3). L'accord est par contre assez médiocre pour les K_n et les Λ, mais la précision statistique des données en pp est assez limitée.

Deux séries de valeurs prédites ont été reportées dans la table IV.3 pour les différents canaux étudiés. La première série (m_q) correspond à un modèle basé sur un simple mécanisme d'échange de quarks [4.17]. Ce modèle exprime de façon approchée les distributions invariantes à partir de fonctions de structure, et en déduit dans la limite $x \to 1$ des équivalences du type (9) avec $m = 2n_p - 1$. Ici n_p représente le nombre minimal de quarks passifs (n'intervenant pas dans la réaction étudiée), étant entendu que les quarks manquant pour créer la particule finale sont pris dans la mer sous forme de paires $q\bar{q}$ (ceci revient à dire, pour une réaction $A \to B$, que n_p est le nombre minimal de quarks de l'état $A\bar{B}$). Ce modèle conduit à un certain nombre de résultats corrects, mais comporte également des difficultés. Il prédit en effet, dans certains cas, des corrélations importantes entre des particules produites dans l'hémisphère avant et des particules produites dans l'hémisphère arrière (dans les sections efficaces différentielles doublement inclusives, pour des canaux du type $A+B \to C+D+X$). Or de telles corrélations ne sont pas observées expérimentalement [4.25].

La deuxième série de valeurs (m_g) correspond à un modèle analogue au précédent, mais basé sur un mécanisme un peu plus élaboré faisant appel à un échange de gluons et à des créations ponctuelles de paires $q\bar{q}$ [4.18]. Ce modèle aboutit également dans la limite $x \to 1$ à des relations du type (9), mais où l'exposant m s'exprime sous la forme $m = 2n_h+n_c-1$. Ici les quarks manquant pour produire la particule finale sont issus de créations ponctuelles de paires $q\bar{q}$; n_h représente alors le nombre de quarks passifs (n'intervenant pas dans la réaction, même au niveau de la création des paires $q\bar{q}$), et n_c représente le nombre de quarks n'intervenant qu'indirectement dans la réaction par l'intermédiaire des créations de paires $q\bar{q}$. Ce modèle semble en meilleur accord avec les résultats expérimentaux, surtout du point de vue de l'absence de corrélations entre particules (l'échange de quarks est ici remplacé par un échange de gluons qui n'entraine pas les importantes corrélations dues au passage d'un quark d'un hémisphère à l'autre).

Les valeurs ajustées d'après nos données, qui sont dans l'ensemble en bon accord avec les résultats des autres expériences du même type [4.20], sont également en bon accord général avec les prédictions, et en particulier plus proches des prédictions du second modèle dans les cas où elles diffèrent de celles du premier. Il faut toutefois noter que la différence d'une unité pour le canal $p \rightarrow \pi^-$ ($m_g = 4$) n'est pas directement prédite par les règles de comptage, mais modifiée phénoménologiquement pour tenir compte de la suppression observée expérimentalement pour $G_p{}^d$ (voir [4.18] ainsi que les références citées).

IV.2.2 Influence de la diffraction

Nous avons vu que la contribution de la dissociation diffractive aux sections efficaces différentielles dans les interactions hadron-hadron pouvait éventuellement influencer la détermination des fonctions de fragmentation (ou des exposants m étudiés précédemment). Il est par ailleurs intéressant de comparer le comportement pour $x \rightarrow 1$ de la composante diffractive avec les règles de comptage déduites de l'échange de gluons dans la référence [4.17] (les prédictions correspondantes sont, d'une façon générale, que la composante diffractive doit décroitre plus vite que la composante non diffractive). Nous avons donc essayé d'estimer quelles pouvaient être l'importance relative et la dépendance en x de cette contribution de la diffraction. Nous avons d'abord choisi pour cela les canaux $p \rightarrow \pi^+$ et $p \rightarrow \pi^-$, parce qu'il est très facile d'estimer la composante diffractive en sélectionnant les événements qui contiennent un K- "leading" (en pratique, une trace négative de plus de 60 GeV/c d'impulsion). Les distributions respectives des π^+ et des π^- dans les événements diffractifs ainsi sélectionnés sont représentés sur la figure IV.4 pour la région $x < -0,2$ (canaux $p \rightarrow p_D \rightarrow \pi^+$ et $p \rightarrow p_D \rightarrow \pi^-$). La caractéristique principale de cette composante diffractive est en fait que presque tous les

$\pi^{\pm}$ se trouvent dans l'hémisphère arrière ($\simeq$ 90%), et que la pente de la distribution est pratiquement la même que pour l'ensemble des événements.

Nous avons ensuite considéré d'une façon analogue les composantes $K^- \rightarrow K^-_D \rightarrow \pi^+$ et $K^- \rightarrow K^-_D \rightarrow \overline{K}^0$ en sélectionnant les événements comprenant un proton avec $x < -0,95$. Les distributions respectives des π^+ et des $\overline{K}^0$ dans les événements diffractifs ainsi sélectionnés sont représentées sur la figure IV.4 pour la région $x > 0,2$. Les conclusions sont dans ce cas tout à fait analogues : presque tous les π^+ et les $\overline{K}^0$ se trouvent dans l'hémisphère avant ($\simeq$ 90%), et la pente de la distribution pour la composante diffractive est à peu près la même que pour l'ensemble des événements (la pente semble légèrement plus faible pour le canal $K^- \rightarrow K^-_D \rightarrow \pi^+$ que pour $K^- \rightarrow \pi^+$, mais la différence $\Delta m \simeq 0,5$ n'est pas statistiquement significative à cause des erreurs importantes sur la composante diffractive).

La normalisation de cette composante étant en outre environ dix fois plus faible que pour le total des événements, on peut en conclure que l'influence sur les fonctions de fragmentation étudiées dans la section précédente ne peut pas être importante (elle est même probablement négligeable compte tenu des erreurs expérimentales relativement grandes). Il est par ailleurs évident que les différences de pente prédites dans [4.17] sont incompatibles avec nos résultats. Toutefois, il faut noter que ces différences provenaient d'une hypothèse d'échange de gluons pour la diffraction, opposée à une hypothèse d'échange de quarks pour les événements non diffractifs. Or, nous avons vu que le modèle plus élaboré décrit dans [4.18] est en meilleur accord avec les résultats expérimentaux, mais qu'il utilise pour cela une hypothèse d'échange de gluons et de créations ponctuelles de paires $q\bar{q}$. Cet échange de gluons est bien plus proche de celui utilisé dans [4.17] (pour étudier la diffraction) que ne l'était l'échange de quarks (alors utilisé pour décrire la composante

non diffractive). Ceci pourrait donc suggérer qu'une amélioration du modèle puisse expliquer l'analogie de comportement des composantes diffractive et non diffractive.

IV.2.3 Dépendance en énergie de l'exposant m

Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'invariance d'échelle des distributions invariantes n'était pas encore atteinte pour les interactions K-p à 70 GeV/c. Nous avons même vu, par exemple, que les distributions pour les $\pi^{\pm}$ augmentaient dans la région centrale et tendaient plutôt à diminuer légèrement dans les régions de fragmentation. L'approche de l'invariance d'échelle doit donc se traduire par une légère variation des exposants précédents en fonction de l'énergie (une augmentation par exemple dans le cas des $\pi^{\pm}$).

Dans la phénoménologie de Mueller-Regge, la dépendance en énergie des distributions invariantes dans les régions de fragmentation peut être décrite par une loi en $s^{-1/2}$ [4.26]. De façon à représenter cette dépendance, nous avons utilisé les données en K-p à 14,3 [4.27], 32 [4.21,28], 70 et 110 GeV/c [4.11,29]. Seules des données en K-p ont été utilisées ici car l'approche de l'invariance d'échelle n'est pas forcément la même dans les différentes interactions [4.26]. Une exception a toutefois été faite pour une expérience en pp aux anneaux de collision ISR [4.30], dans la mesure où la limite asymptotique à haute énergie doit être la même (voir le chapitre III). Il est par ailleurs important pour cette étude de s'astreindre, dans la mesure des données disponibles, à utiliser un intervalle en x le plus large possible mais indépendant de l'énergie. Pour le canal p $\rightarrow \pi^-$ par exemple, si on se limite à $x > -0,8$ pour des raisons de statistique à 70 GeV/c, il est alors préférable de ne pas utiliser les points avec $x < -0,8$ à 14,3 GeV/c car les valeurs correspondantes seraient automatiquement plus sensibles à l'excès d'événements observé par rapport à la loi (9) dans la région $x < -0,7$. Les canaux $K^- \rightarrow \pi^-$ et p $\rightarrow \Lambda$ n'ont

enfin pas été pris en compte, à cause de la difficulté d'extraire de façon sûre la contamination des K- dans les π- aux différentes énergies, et à cause des déformations importantes de la distribution des Λ dans l'hémisphère arrière.

Les résultats obtenus sont regroupés dans la figure IV.5 (les intervalles de x choisis comme référence sont également indiqués sur la figure). Des valeurs asymptotiques, correspondant au modèle d'échange de gluons et de créations ponctuelles de paires $q\bar{q}$ [4.18], ont été mises en évidence par des lignes de tirets rejoignant les points expérimentaux. On remarque alors qu'un effet d'approche de l'invariance d'échelle se dégage de l'ensemble (bien que les erreurs expérimentales soient importantes), et que les exposants varient de 0,4 à 0,8 unité quand l'énergie augmente de 14,3 à quelques centaines de GeV. Il semble en fait que l'invariance ne soit approximativement atteinte qu'au delà de 100 GeV, ce qui constitue une cause supplémentaire d'erreur pour les exposants calculés à partir de données à trop basse énergie (il faut par ailleurs noter le cas du canal p -> π+ dont le comportement n'est pas évident).

Un modèle (basé sur une annihilation de quarks de valence suivie d'un processus de recombinaison) a été par ailleurs proposé pour décrire le comportement du rapport $F(\pi+)/F(\pi-)$ vis a vis de l'invariance d'échelle dans la région de fragmentation du proton [4.31]. Ce modèle prédit d'une part que le rapport $F(\pi+)/F(\pi-)$ dans les interactions K-p est inférieur aux valeurs correspondantes dans les interactions pp, et d'autre part que ce rapport augmente avec l'énergie incidente dans les interactions K-p et tend asymptotiquement vers les valeurs obtenues en pp. Ce modèle semble en fait en bon accord avec les données expérimentales [4.31], et l'approche entre les données K-p et pp peut en outre être décrite par une loi simple en $s^{-1/2}$. En plus des dépendances des exposants m pour

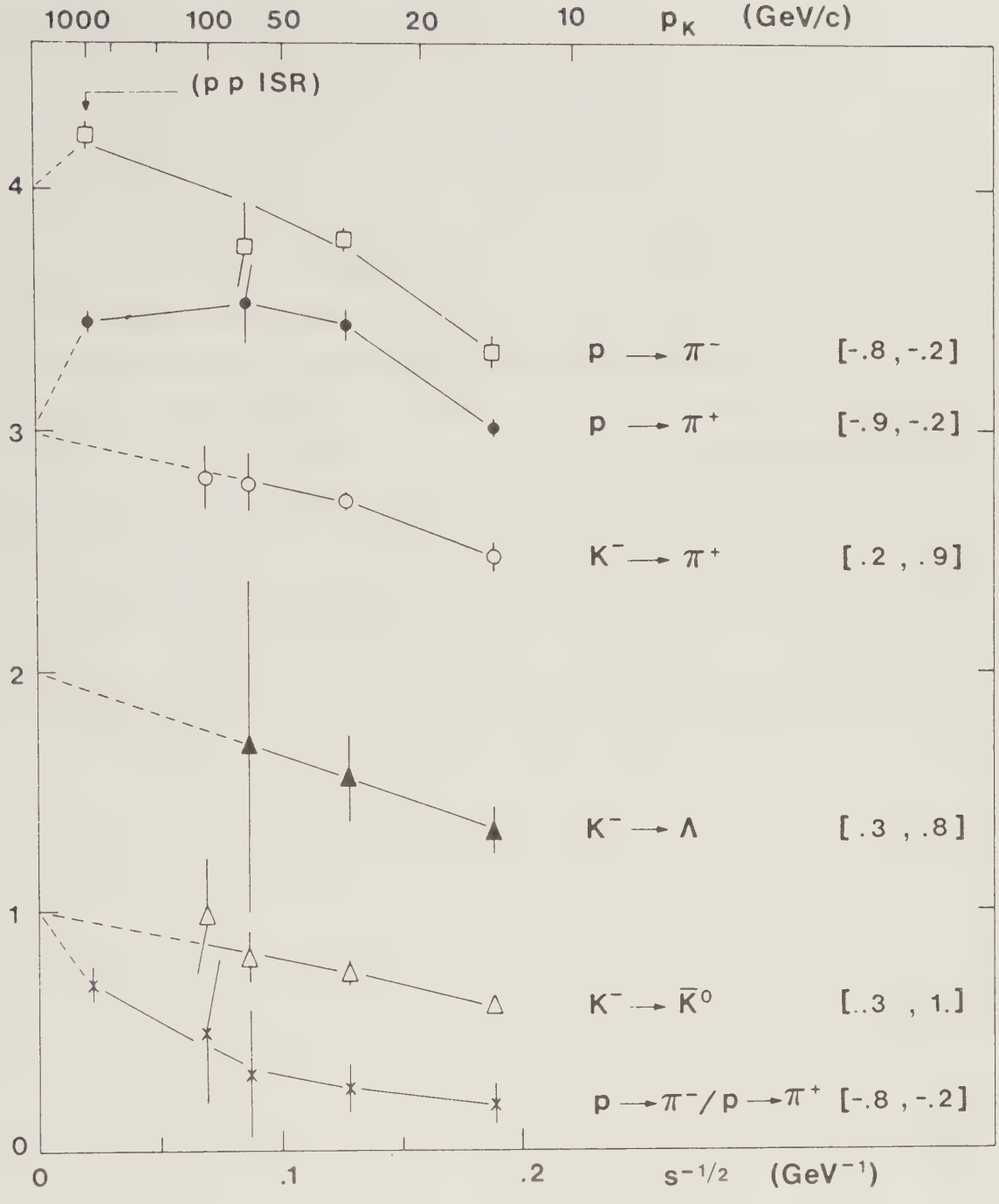


Fig. IV.5

Dépendance en $s^{-1/2}$ pour les exposants m des paramétrisations de $F(x)$ en $(1-|x|)^m$ dans les interactions K^-p. Quelques valeurs correspondant aux interactions pp dans les ISR ($p_K \simeq 1000$ GeV/c) ont été indiquées pour donner une idée de la limite asymptotique à haute énergie.

les canaux p —> π+ et p —> π-, nous avons alors représenté sur la figure IV.5 la dépendance de l'exposant ajusté pour le rapport π-/π+. On constate que cet exposant est très faible à 14,3 GeV/c (ce qui correspond à un rapport F(π+)/F(π-) $\simeq$ 1 et inférieur aux valeurs obtenues en pp), mais qu'il semble augmenter avec l'énergie pour tendre vers une valeur limite probablement de l'ordre de 1. Bien que les erreurs expérimentales soient grandes, on peut dire que ceci est en accord avec le modèle envisagé. Il est d'ailleurs important de remarquer au passage que la différence d'une unité entre les exposants des canaux p —> π- et p —> π+, bien que prédite dans [4.18] et probablement à peu près atteinte à très haute énergie, est en fait assez loin d'être applicable aux données K-p au dessous de 100 GeV/c (il faut toutefois tenir compte du fait que cette différence d'une unité n'est pas directement prédite par les règles de comptage, mais plutôt de façon phénoménologique, comme cela a été dit dans la sous-section 2.1).

REFERENCES DU CHAPITRE IV

[4.1] Ochs W. : Nucl. Phys. B118, 397 (1977)

[4.2] Van Hove L. and Pokorski S. : Nucl. Phys. B86, 243 (1975)
Das K.P. and Hwa R.C. : Phys. Lett. 68B, 459 (1977)
Hwa R.C. and Roberts R.G. : Z. Physik C1, 81 (1979)
Van Hove L. : Rapport CERN-TH 2628 (1979)

[4.3] Duke W. and Taylor F.E. : Phys. Rev. D17, 1788 (1978)

[4.4] Field R.D. and Feynman R.P. : Phys. Rev. D15, 2590 (1977)

[4.5] Field R.D. and Feynman R.P. : Nucl. Phys. B136, 1 (1978)

[4.6] Anderson B. et al. : Phys. Lett. 69B, 221 (1977)
Anderson B. et al. : Phys. Lett. 71B, 337 (1977)

[4.7] Low F. : Phys. Rev. D12, 163 (1975)
Nussinov S. : Phys. Rev. Lett. 34, 1286 (1975)

[4.8] Voir par exemple (ainsi que les références citées) :
Hayot F. : Compte rendu de l'école d'été de physique des particules-GIF 78 (Inst. Nat. de Phys. Nucl. et de Phys. des Part.), Vol. 1, page 1 (Paris, 1978) ;
Peschansky R. : Compte rendu de l'école d'été de physique des particules-GIF 78 (Inst. Nat. de Phys. Nucl. et de Phys. des Part.), Vol. 1, page 113 (Paris, 1978).

[4.9] Peschansky R. : "Quark fragmentation models for low P_T multiparticle production", proceedings of the Int. Symp. on multiparticle dynamics, page 117 (Bruges, juin 1980) ;
Cohen-Tannoudji G. et al. : Phys. Rev. D21, 2689 (1978) ;
El-Hassouni A. et al. : Phys. Rev. D23, 193 (1981).

[4.10] Capella A. et al. : Phys. Lett. 81B, 68 (1979)
Capella A. et al. : Z. Physik C3, 329 (1980)
Capella A. : "Dual fragmentation models of soft hadron-hadron and hadron-nucleus interactions", paper presented at the conference on partons in soft hadronic processes (Erice, Mai 1981).

[4.11] Collaboration Aachen-Berlin-CERN-Cracow-London-Vienna-Warsaw : "The fragmentation spectra in K-p interactions at 110 GeV/c", article présenté à la conférence internationale sur la physique des hautes énergies (Genève, juin 1979)

[4.12] Musgrave B. : Proceedings of the Int. Conference on neutrinos, page 556 (Bergen, 1979) ;
Schmitz N. : Proceedings of the Int. Symposium on lepton and photon interactions at high energy, page 359 (Fermilab, 1979) ;
Derrick M. et al. : Phys. Lett. 91B, 470 (1980)

[4.13] Bell J. et al. : Phys. Rev. D19, 1 (1979)

[4.14] Bosetti P.C. et al. : Nucl. Phys. B149, 13 (1979) ;
Berge J.P. et al. : Proceedings of the Int. conference on neutrinos, page 328 (Bergen, 1979) ;
Lubatti H.J. : Proceedings of the Int. conference on neutrinos, page 543 (Bergen, 1979)

[4.15] Anderson B. (communication privée)

[4.16] Derrick M. et al. : Phys. Rev. D17, 1 (1978)

[4.17] Brodsky S.J. and Gunion J.F. : Phys. Rev. D17, 848 (1978)

[4.18] Gunion J.F. : Phys. Lett. 88B, 150 (1979)

[4.19] Granet P. et al. : Nucl. Phys. B140, 389 (1978)
Cochet C. et al. : Nucl. Phys. B155, 333 (1979)
Denegri D. : "Inclusive vector and tensor meson production in K-p interactions at 32 GeV/c", compte rendu de la XIVe rencontre de moriond, Vol. 1, page 523 (1979)

[4.20] Denegri D. et al. : Phys. Lett. 98B, 127 (1981)

[4.21] Arestov Yu. I. et al. : Z. Physik C7, 97 (1981)

[4.22] Cutts D. et al. : Phys. Rev. Lett. 43, 319 (1979)

[4.23] Erne F.C. and Sens J.C. : "Parton interpretation of low P_T deep inelastic proton-proton collisions at s = 2000 GeV^2", rapport CERN (janvier 1978)

[4.24] Ammosov V.V. et al. : Nuovo Cim. 40A, 237 (1977)
Ammosov V.V. et al. : Nucl. Phys. B115, 269 (1976)

[4.25] Kittel W. : "Hadron-hadron interactions at low P_T and partons", rapporteur's review at the Int. Symposium on multiparticle dynamics (Goa, septembre 1979) ;
Bobbink G.J. et al. : Phys. Rev. Lett. 44, 118 (1980)

[4.26] Whitmore J. : Phys. Rep. 27C, 187 (1976)

[4.27] Borg A. : Thèse de Doctorat d'Etat,
Université Paris VI (1977), Note CEA-N-2029 (1978)

[4.28] Faccini M.L. et al. : Nucl. Phys. B127, 109 (1977)
Gensch U. et al. : Nucl. Phys. B173, 154 (1980)

[4.29] Wright P.R.S. et al. : Rapport CERN/EP 81-2 (1981)
(soumis à Nucl. Phys. B)

[4.30] Singh J. et al. : Nucl. Phys. B140, 189 (1978)

[4.31] Buschbeck B. et al. : Z. Physik C3, 97 (1979) ;
Buschbeck B. : "Longitidinal distributions, $\pi+/\pi-$ ratios and parton model ideas", proceedings of the Int. Symposium on multiparticle dynamics, page 55 (Bruges, juin 1980) ;
Kittel W. : "The influence of partons on soft hadronic reactions", rapport présenté à la XVIe rencontre de Moriond (Les Arcs, mars 1981)

- CHAPITRE V -

DISTRIBUTIONS DE L'IMPULSION TRANSVERSE ET MODELES DE QUARKS

Ce chapitre, analogue au précédent, a pour but d'étudier plus en détail les distributions des sections efficaces différentielles par rapport à l'impulsion transverse, et plus particulièrement du point de vue des modèles de quarks.

V.1 DISTRIBUTIONS INVARIANTES $F(P_T^2)$ ET MODELES DE COLLISIONS DURES

Comme cela a déjà été évoqué dans ce qui précède, les interactions hadroniques à haute énergie sont caractérisées par des distributions d'impulsion transverse beaucoup plus limitées que ne le permettrait l'espace de phase disponible. Ainsi, pour les interactions K-p à 70 GeV/c, la majeure partie des particules produites sont cantonnées dans la région $P_T \lesssim 500$ MeV/c alors que l'espace de phase s'étend jusqu'à près de 6 GeV/c. Ce comportement est caractéristique de l'existence d'une structure interne des hadrons (seuls les "constituants" qui participent activement à l'interaction contribuent à l'impulsion transverse, les autres "continuent" pratiquement sur leur lancée) ; il se traduit en fait par l'invariance d'échelle de la distribution invariante $F(P_T^2)$ qui, contrairement à F(x), est calculée par rapport à une variable non réduite [5.1].

L'utilisation d'accélérateurs plus puissants, et surtout des anneaux de collision ISR, a par contre permis d'établir que cette invariance d'échelle de $F(P_T^2)$ n'est que partielle et transitoire, et que les interactions hadroniques à suffisamment haute énergie présentent en fait un excès de particules produites avec une grande impulsion transverse [5.2,3] (il s'agit bien sûr d'un excès relatif de $F(P_T^2)$, puisque les P_T restent tout de même limités).

Cet effet peut être expliqué par des collisions dures entre des systèmes de quarks constituant les particules en interaction. Les modèles correspondants partent de l'hypothèse que la section efficace différentielle invariante pour la réaction inclusive A+B -> H peut être décrite (dans la région des grands P_T pour la particule H) par le diagramme de la figure V.1, ce qui permet alors d'écrire [5.3] :

$$E \frac{d\sigma}{d^3p}(A+B \rightarrow H) \simeq$$

$$\int dx_a\, dx_b \frac{dz}{z^2} \frac{s'}{\pi} \frac{d\sigma}{dt'} G_A^a(x_a)\, G_B^b(x_b)\, D_c^H(z)\, \delta(s'+t'+u')$$

où $s' = x_a x_b s$, $t' = x_a t/z$, $u' = x_b u/z$, et où $d\sigma/dt'$ correspond à la réaction a+b -> c+d. Ceci se réduit à :

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} \simeq \int dx_a\, dx_b \frac{1}{\pi z} \frac{d\sigma}{dt'} G_A^a(x_a)\, G_B^b(x_b)\, D_c^H(z) \qquad (1)$$

où $z = -1/s\,(t/x_b + u/x_a)$.

La forme de la section efficace différentielle $d\sigma/dt'$ peut être estimée d'après une règle de comptage dimensionnelle [5.3]. Pour un angle θ' fixé dans le repère du centre de masse de la sous-réaction a+b -> c+d (c'est à dire pour $-t'/s' \simeq 1-\cos\theta'$ et $-u'/s' \simeq 1+\cos\theta'$ fixés), la seule quantité dimensionnée est s'. Or, la dimension de l'amplitude de diffusion dépend du nombre (n_a) de champs participant à l'interaction. Ceci conduit à une expression de la forme

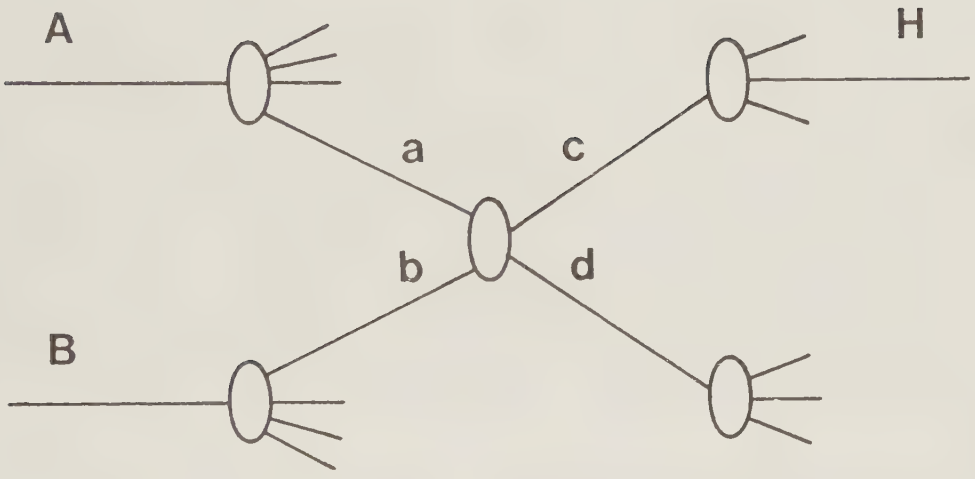


Fig. V.1

Représentation schématique du type de diagramme utilisé par les modèles de collisions dures.

$d\sigma/dt' \simeq (s')^{-n} f(\theta')$ où $n = n_a - 2 = n(a)+n(b)+n(c)+n(d) - 2$ (ce type de dépendance est par exemple bien vérifié dans le cas de la diffusion élastique pp [5.3]). La dépendance en $(s')^{-n}$ peut par ailleurs s'exprimer sous la forme $(P_T^2)^{-n} = P_T^{-N}$ dans la mesure où $P_T^2 \simeq t'u'/s' \simeq s' \sin^2\theta'$.

D'autres règles de comptage concernent la dépendance pour $x \to 1$ des fonctions de structure $G_A{}^a$ et de fragmentation $D_c{}^H$. Dans le cas où les constituants a et c considérés sont des quarks (ou des diquarks), nous avons vu dans le chapitre IV que la dépendance de $G_A{}^a$ pour $x \to 1$ peut s'exprimer sous la forme $(1 - x)^m$ avec $m = 2\, n(\bar{a}A) - 1$ où $n(\bar{a}A)$ est le nombre minimum de quarks spectateurs dans le système $\bar{a}A$ (et de même pour $D_c{}^H$). Il est en fait généralement supposé [5.3] que ces règles de comptage sont encore valides dans les cas où les constituants a et c considérés sont des systèmes de quarks plus complexes comme les mésons ou les baryons, mais ceci ne constitue qu'une grossière approximation.

Si on reporte ces résultats dans la relation (1), on aboutit (dans la limite des grands P_T) à une approximation de la forme :

$$E\, d\sigma/d^3p \simeq P_T^{-N}\, (1 - x_R)^m \qquad (2)$$

où $x_R = 2P^*/\sqrt{s}$ est l'impulsion réduite dans le repère du centre de masse de l'interaction (aux environs de $\theta = \pi/2$, x_R est équivalent à l'impulsion transverse réduite $x_T = 2\, P_T/\sqrt{s} = x_R \sin\theta$). La valeur de m est donnée par $m = 2\, n_p - 1$ où $n_p = n(\bar{a}A)+n(\bar{b}B)+n(\bar{c}H)$ est le nombre de quarks passifs (qui ne participent pas à la collision dure).

Si on suppose que la collision dure (réaction $a+b \to c+d$ de la figure V.1) est dominée à très grand P_T par la simple interaction quark-quark, la valeur prédite pour l'exposant N est 4. Mais il s'avère que la valeur expérimentale est plus grande pour les P_T intermédiaires (environ 8 pour la production des

mésons [5.3]). Une explication de cet effet peut être fournie par les modèles de fusion de quarks (QFM) ou d'échange de constituants (CIM) [5.3], dans lesquels une collision dure intervient entre des quarks et des mésons ou des baryons. l'exposant N = 8 découle alors de l'utilisation des diagrammes correspondant à des collisions telles que $q+\bar{q} \rightarrow M+M$, $q+M \rightarrow q+M$ ou $q+q \rightarrow B+\bar{q}$ (ainsi que les diverses réactions croisées).

La normalisation n'est toutefois pas fixée avec précision par ces modèles, d'une part à cause de l'incertitude importante sur l'intensité du couplage entre quarks et mésons ou baryons, d'autre part à cause des approximations utilisées pour décrire les fonctions G_A^a et D_c^H dans les cas où les constituants a et c considérés sont des mésons ou des baryons. En fait, il a été montré que les modèles QFM ou CIM ne sont pas capables d'expliquer toutes les données expérimentales, principalement du point de vue des normalisations [5.4]. Nous nous limiterons donc dans ce qui suit à l'étude de la forme et de la dépendance en énergie des distributions, dans le but de comparer simplement nos données expérimentales avec les prédictions liées aux règles de comptage.

La dépendance en énergie de la distribution $F(P_T^2)$ pour les K_n (intégrée sur tout le domaine de la variable x) est représentée sur la figure V.2.a qui montre les données à 14,3 [5.5,6], 32 [5.7,8] et 70 GeV/c. On peut voir une très nette augmentation de $F(P_T^2)$ avec l'énergie dans la région $P_T^2 > 2$ GeV². Ce type de violation de l'invariance d'échelle de Feynman à grand P_T est généralement décrite par les modèles de collisions dures [5.3] et correspond à la relation (2). Un ajustement simultané d'une fonction de la forme :

$$A\ P_T^{-N}\ (1 - x_T)^m \qquad (3)$$

a donc été effectué, dans la région $P_T^2 > 2$ GeV², par rapport à la section efficace invariante des K_n aux trois énergies

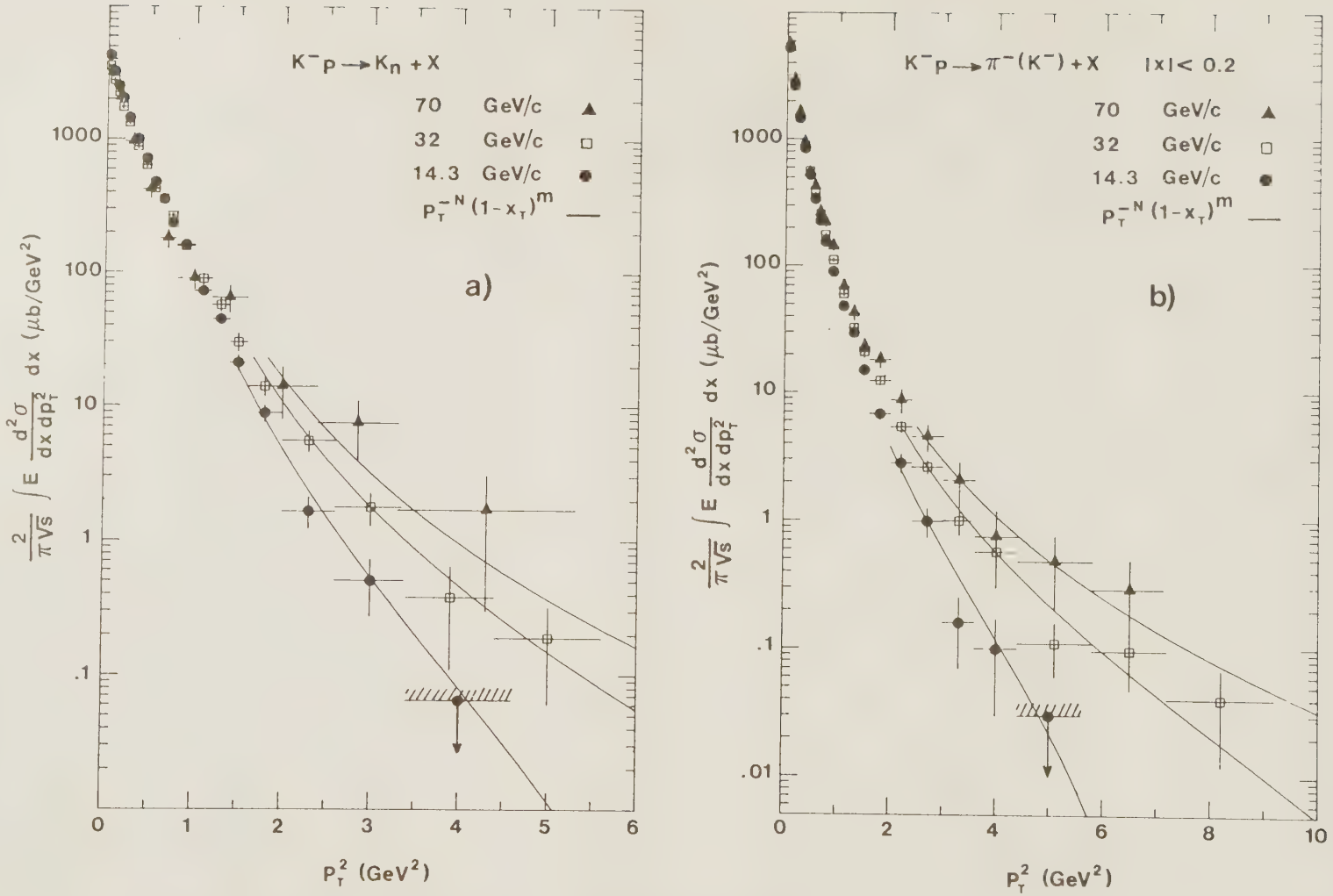


Fig. V.2 a et b

a) Distribution invariante F (P_T^2), intégrée sur tout le domaine de x, pour les K_n produits dans les interactions K^-p à 14,3, 32 et 70 GeV/c (les courbes en trait plein représentent les ajustements décrits dans le texte).
b) $F(P_T^2)$ pour les $\pi^-(K^-)$, intégrée sur la région $-0,2 < x < 0,2$
c) et e) $F(P_T^2)/(1 - x_T)^m$ et $P_T^N F(P_T^2)$ pour les K_n
d) et f) $F(P_T^2)/(1 - x_T)^m$ et $P_T^N F(P_T^2)$ pour les $\pi^-(K^-)$ dans la région $-0,2 < x < 0,2$.

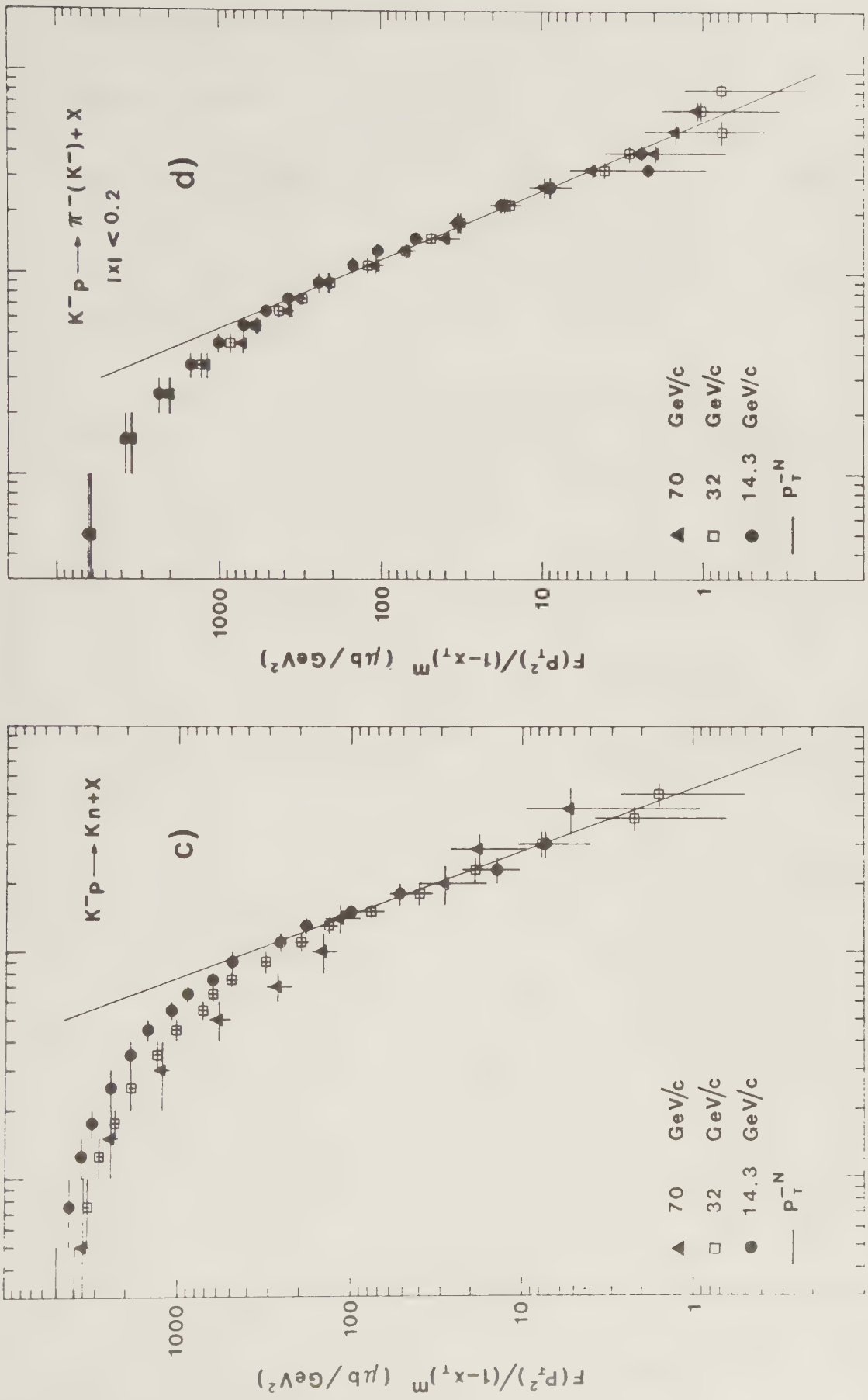

K⁻p ⟶ Kn+X
c)
K⁻p ⟶ π⁻(K⁻)+X
|x| < 0.2
d)
F(P_T²)/(1−x_T)^m (μb/GeV²)
P_T² (GeV²)
70 GeV/c
32 GeV/c
14.3 GeV/c
P_T^−N

Fig. V.2 c et d

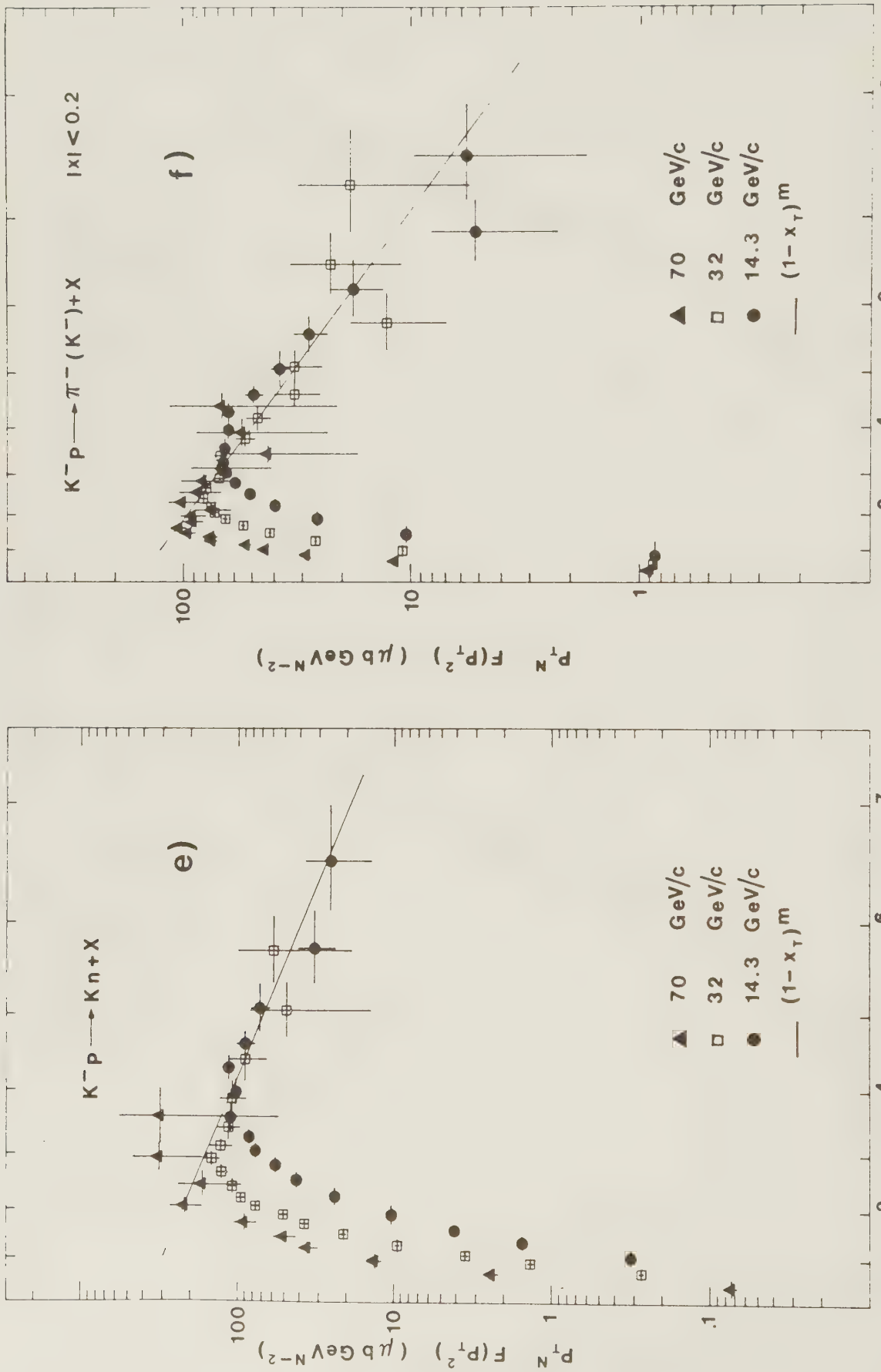

f)
$K^- p \longrightarrow \pi^- (K^-) + X$
$|x| < 0.2$
70 GeV/c
32 GeV/c
14.3 GeV/c
$(1-x_T)^m$
$P_T^N \; F(P_T^2)$ (μb GeV^{N-2})
x_T
e)
$K^- p \longrightarrow K n + X$
70 GeV/c
32 GeV/c
14.3 GeV/c
$(1-x_T)^m$
$P_T^N \; F(P_T^2)$ (μb GeV^{N-2})
x_T

Fig. V.2 e et f

considérées(*). Le meilleur ajustement aux données correspond aux valeurs $N = 7,1 \pm 0,7$ et $m = 2,5 \pm 0,5$ (les courbes correspondantes sont reportées sur la figure V.2.a). Ces valeurs sont approximativement compatibles avec les règles de comptage du modèle CIM : $N = 2n = 8$ et $m = 3$ (les diagrammes d'ordre le plus bas pour la réaction $K^-p \rightarrow K_n + X$ conduisent à $n_a = 6$ et $n_p = 2$; certains de ces diagrammes sont représentés schématiquement sur la figure V.3 pour illustrer le comptage des quarks actifs et passifs).

La statistique étant plus importante pour les pions, il est alors possible de sélectionner la région centrale où la description par une fonction de la forme (3) est normalement la mieux adaptée (en accord avec la relation (2) déduite des modèles de collisions dures). Un ajustement simultané de la fonction (3) a ainsi été effectué, dans la région $P_T^2 > 2,5$ GeV^2 et $-0,2 < x < 0,2$, par rapport à la section efficace invariante des $\pi^-(K^-)$ à 14,3 [5.6], 32 [5.8] et 70 GeV/c ; ces distributions sont représentées sur la figure V.2.b. Pour cette étude, la contribution des K^- n'a pas été déduite des distributions des traces négatives car les prédictions des règles de comptage sont les mêmes pour les π^- et les K^- (les diagrammes d'ordre le plus bas conduisent dans ce cas à $n_a = 6$ et $n_p = 2$, c'est à dire $N = 2n = 8$ et $m = 3$; certains de ces diagrammes sont représentés schématiquement sur la figure V.3). L'accroissement de $F(P_T^2)$ avec l'énergie, dans la région des grands P_T, est très nettement visible sur la figure V.2.b, mais il ne semble pas être tout à fait en accord avec les prédictions du modèle CIM. L'ajustement d'une fonction de la forme (3) avec

---

(*) Une paramétrisation de la forme :

$$F(P_T^2) \simeq A\ (P_T^2 + M^2)^{-n}\ (1 - x_T)^m \qquad (4)$$

(analogue à (2) et (3)) a été utilisée pour estimer la distribution $F(P_T^2)$ complète pour les π^0 ; les calculs sont exposés en détail dans l'appendice V.A.

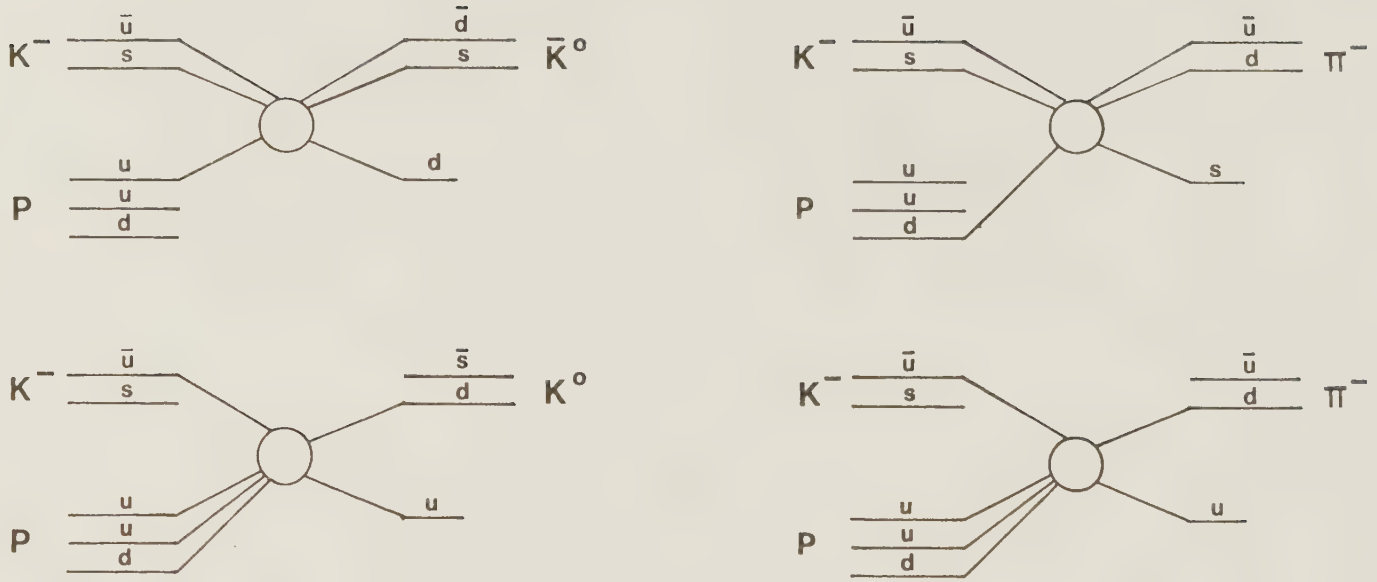


Fig. V.3

Diagrammes d'ordre le plus bas pour les réactions $K^- p \to K_n + X$ et $K^- p \to \pi^- + X$ dans le cadre des modèles QFM et CIM décrits dans le texte (on obtient ici $n_a = 6$ et $n_p = 2$; les prédictions sont par ailleurs les mêmes pour les π^+ et les π^0).

N = 8 et m = 3 conduit en effet à χ^2/NDL = 34/14. En fait, le meilleur ajustement par rapport aux données des π-(K-) correspond aux valeurs N = 5,8 ± 0,7, m = 2,3 ± 0,4 et χ^2/NDL = 8/12. La fonction (3) peut donc tout de même décrire très bien les données (les courbes correspondantes sont reportées sur la figure V.2.b) avec des paramètres N et m qui, bien qu'étant légèrement différents des valeurs prédites par le modèle CIM, sont par ailleurs bien plus éloignés des valeurs N = 4 et m ≃ 7 correspondant à des collisions dures quark-quark.

Il faut en outre noter que l'approche de l'invariance d'échelle de Feynman peut influencer le comportement étudié ici. Nous avons vu en effet, dans le chapitre IV, que les règles de comptage en (1 - |x|) subissaient une telle influence et que les exposants obtenus entre 14,3 et 70 GeV/c étaient dans l'ensemble un peu trop faibles. Bien qu'il s'agisse dans ce cas de phénomènes à petit P_T, il est probable que les relations (3) et (IV.9) sont en fait deux aspects de mécanismes analogues, dans deux régions différentes de l'espace de phase (les deux ont en particulier été obtenues en utilisant les fonctions de structure G_h^q et les fonctions de fragmentation D_q^h). Ainsi les valeurs de m un peu faibles que nous avons obtenues dans cette section (spécialement pour les π-) pourraient très bien s'expliquer par l'influence de l'approche de l'invariance d'échelle sur le comportement en $(1 - x_T)$.

Pour les π+, la situation est en réalité très différente de celle des π- car la contamination des protons ne peut être estimée qu'en première approximation. Le comportement des protons étant assez différent de celui des π+, une faible contamination peut alors biaiser sérieusement les données à grand P_T (ceci est d'autant plus gènant que l'estimation de la contribution des protons a été faite différemment aux trois énergies considérées). Nous n'avons donc pas effectué d'ajustement de la fonction (3) dans le cas des π+, puisque celui-ci n'aurait pas été significatif.

Les invariances partielles en P_T^{-N} et $(1 - x_T)^m$ contenues dans l'expression (3) peuvent être visualisées sur les figures

V.2.c,d et V.2.e,f où sont respectivement représentées les quantités $F(P_T^2)/(1 - x_T)^m$ en fonction de P_T^2, et $P_T^N F(P_T^2)$ en fonction de x_T (les valeurs de N et m utilisées ici sont celles qui correspondent aux ajustements précédents).

V.2 DEPENDANCE DE $< P_T^2 >_E$ EN FONCTION DE x ET DE L'ENERGIE

De façon à essayer de comprendre plus en détail le comportement de $F(P_T^2)$ dans tout le domaine de la variable x, nous allons d'abord étudier dans cette section la dépendance en fonction de x de la valeur moyenne $< P_T^2 >_E$ (calculée par rapport à $F(P_T^2)$), puis nous étudierons la variation avec l'énergie de cette dépendance en x.

La valeur moyenne $< P_T^2 >_E$ a été calculée par rapport à la distribution $F(P_T^2)$ des K_n pour différents intervalles de l'impulsion longitudinale réduite x. Les valeurs obtenues sont représentées sur la figure V.4. L'effet "mouette", déjà observé à plus basse énergie dans les interactions hadroniques (voir les données à 14,3 GeV/c reportées sur la figure V.4 [5.9]), n'est pas clairement visible avec nos données à cause de la statistique limitée de cette expérience. L'augmentation de la moyenne $< P_T^2 >_E$ calculée pour l'ensemble du domaine de x est par contre plus nette (figure V.4 et table V.1.a).

Les valeurs de $< P_T^2 >_E$ pour les pions chargés ont de même été calculées dans les différentes régions de la variable x. Ces valeurs sont présentées dans la table V.1.b et reportées sur la figure V.5 (pour les π^-, la contribution importante des K^- au delà de $x \simeq 0,4$ rend incertaine la détermination de $< P_T^2 >_E$ dans cette région). L'effet "mouette" est ici très net et la comparaison avec les données à 14,3 GeV/c [5.9], également reportées sur la figure V.5, montre clairement un accroissement significatif de cet effet avec l'énergie (il faut noter que nous avons étudié l'effet "mouette" par rapport à la distribution invariante $F(P_T^2)$, plutôt que par rapport à $d\sigma/dP_T^2$, de façon à réduire la composante purement cinématique qui correspond à un facteur $\simeq 1,5$ pour $x \simeq 0$ et à un facteur $\simeq 1$ pour $|x| \simeq 1$).

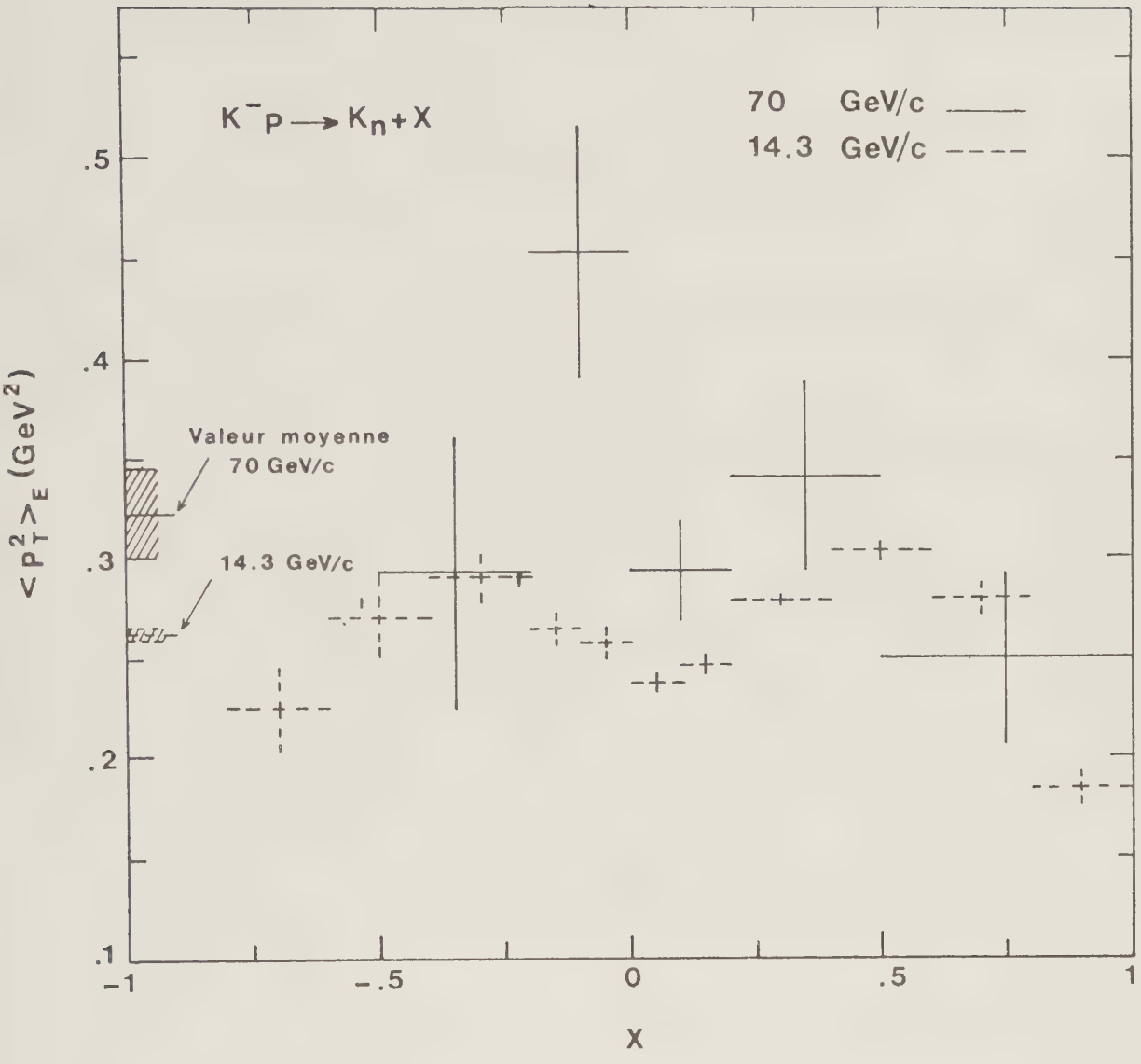


Fig. V.4

Valeurs moyennes $< P_T^2 >_E$ en fonction de x pour les K_n. Les croix en pointillés représentent les données à 14,3 GeV/c.

a)

	$< P_T^2 >_E$ (GeV²)	$< P_T^4 >_E$ (GeV⁴)
γ	0,139 ± 0,008	0,072 ± 0,003
π^+	0,243 ± 0,010	0,170 ± 0,018
π^-	0,286 ± 0,013	0,231 ± 0,031
π^0	0,272 ± 0,016	0,212 ± 0,009
K_n	0,320 ± 0,020	0,330 ± 0,070

b)

x	$< P_T^2 >_E$ (GeV²)	
	π^+	π^-
-1,0 / -0,6	0,268±0,032	0,375±0,079
-0,6 / -0,4	0,325±0,031	0,329±0,031
-0,4 / -0,2	0,304±0,029	0,309±0,019
-0,2 / -0,1	0,273±0,026	0,229±0,017
-0,10/-0,05	0,213±0,015	0,199±0,015
-0,05/ 0,0	0,179±0,012	0,203±0,015
0,0 / 0,05	0,173±0,015	0,184±0,013
0,05/ 0,10	0,205±0,013	0,241±0,015
0,1 / 0,2	0,225±0,012	0,268±0,014
0,2 / 0,4	0,270±0,014	0,315±0,029
0,4 / 0,6	0,261±0,019	
0,6 / 1,0	0,203±0,032	

Table V.1

a) *Valeurs moyennes* $< P_T^2 >_E$ *et* $< P_T^4 >_E$ *calculées pour l'ensemble du domaine de x pour les* γ, π^+, π^-, π^0 *et* K_n.

b) *Valeurs moyennes* $< P_T^2 >_E$ *en fonction de x pour les* π^+ *et les* π^-, *corrigées pour les contaminations par les protons et les kaons (au-dessus de* $x \simeq 0,4$, *la contamination par les* K^- *est trop importante pour permettre une détermination sûre de* $< P_T^2 >_E$ *pour les* π^-).

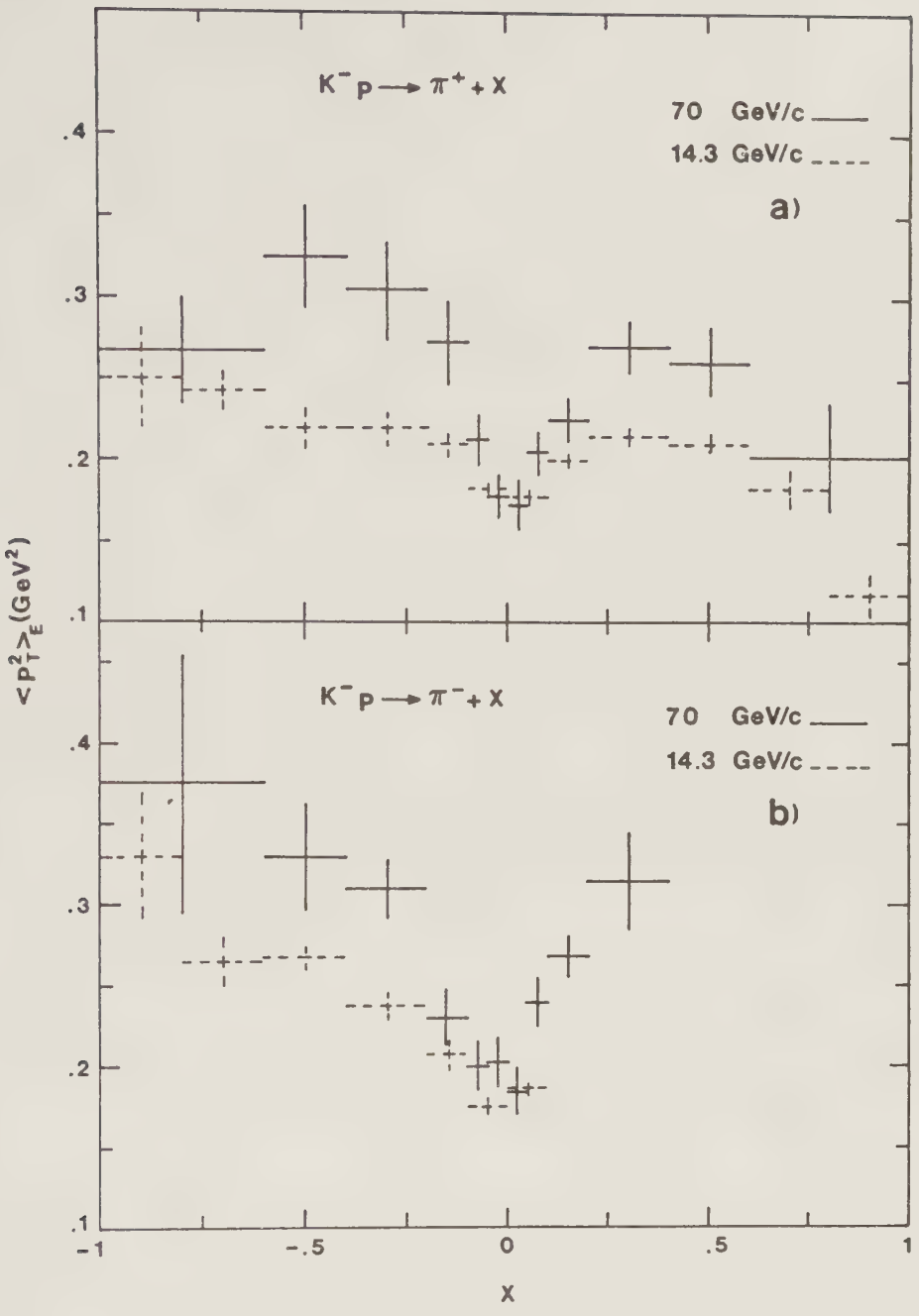


Fig. V.5

Valeurs moyennes $< P_T^2 >_E$ *en fonction de x pour les* π^+ *(a) et les* π^- *(b). Au-dessus de* $x \simeq 0,4$*, la contamination par les* K^- *est trop importante pour permettre une détermination sûre de* $< P_T^2 >_E$ *pour les* π^-*. Les croix en pointillés représentent les données à 14,3 GeV/c.*

Si on regroupe les résultats obtenus à 14,3 [5.5,9,10], 32 [5.7,8,11] et 70 GeV/c pour les K_n, $\pi+$, $\pi-$ et π^0 (figure V.6 et table V.1.a), on voit que la dépendance en énergie de $< P_T^2 >_E$ (calculée pour l'ensemble du domaine de x), bien que relativement limitée comme prévu dans le cadre de l'invariance d'échelle de Feynman, est tout de même très nette. Entre 14,3 et 70 GeV/c, l'accroissement est de l'ordre de 20% pour les $\pi+$, $\pi-$ et K_n, et de l'ordre de 30% pour les π^0. En fait, pour les pions chargés, cette dépendance est plus importante dans la région intermédiaire $0,2 < |x| < 0,6$ que dans la région centrale, comme cela peut être vu sur la figure V.5 où l'effet "mouette" est plus prononcé à 70 GeV/c qu'à 14,3 GeV/c. De façon à séparer, plus ou moins arbitrairement, ces deux comportements différents, les valeurs $< P_T^2 >_E$ ont été calculées séparément pour les $\pi\pm$ avec $|x| > 0,2$ et $|x| < 0,05$ (une telle étude détaillée n'est pas réalisable pour les K_n compte tenu de la statistique limitée de notre expérience, et n'est pas possible pour les π^0 par la méthode de Kopylov [5.12]). La dépendance en énergie pour la région centrale ($|x| < 0,05$) est tout à fait compatible avec zéro (figures V.6.a,b). Ceci limite la dépendance en énergie pour le total des pions chargés, puisqu'environ 40% d'entre eux sont produits avec $|x| < 0,05$. Pour la région $|x| > 0,2$, la variation est $\Delta < P_T^2 >_E \simeq 0,08 \pm 0,02$ GeV², ce qui correspond à une variation relative de l'ordre de 30%.

Nous avons vu dans la section 1 que la violation de l'invariance d'échelle de Feynman, pour la distribution $F(P_T^2)$ dans la région des grands P_T, est raisonnablement bien décrite par une fonction de la forme (3) (qui est liée aux modèles de collisions dures comme le modèle CIM). Ceci conduit à une augmentation de $< P_T^2 >_E$ avec l'énergie mais n'explique pas a priori la dépendance en x de cette augmentation (figures V.5,6). En fait, dans notre domaine d'énergie, la section efficace différentielle invariante pour les pions dans la région des petits P_T approche l'invariance d'échelle de Feynman par le bas dans la région centrale, et par le haut dans la région des $|x|$ intermédiaires. Cet effet, déjà évoqué dans les

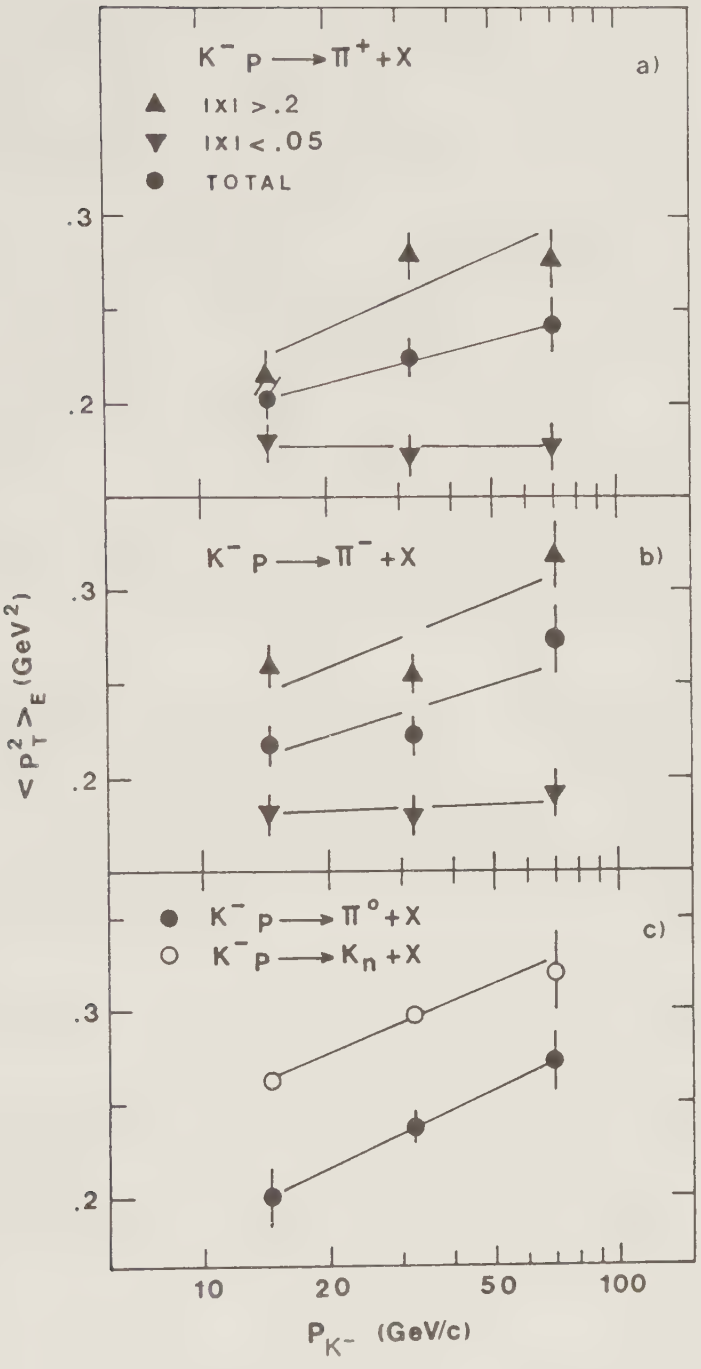


Fig. V.6

Dépendance en énergie de $< P_T^2 >_E$, *dans diverses régions de x, pour les* π^+, π^-, π^0 *et* K_n *produits dans les interactions* K^-p.

chapitres précédents pour la distribution en x intégrée sur P_T^2, est montré plus particulièrement pour $P_T^2 < 0,1$ GeV² sur la figure V.7 où sont reportées les données à 14,3 [5.6], 32 [5.8] et 70 GeV/c (l'effet est d'ailleurs plus net sur la figure V.7 que pour la distribution intégrée sur P_T^2, car dans cette dernière s'ajoutait l'augmentation à grand P_T liée aux collisions dures). Ainsi, dans la région des faibles valeurs de |x|, la distribution invariante $E\, d\sigma/d^3p$ augmente avec l'énergie à la fois à petit et à grand P_T, laissant à peu près constante la valeur moyenne $< P_T^2 >_E$. Au contraire, pour |x| > 0,2, la diminution de la distribution invariante à faible P_T, accompagnée par l'accroissement à grand P_T lié aux collisions dures, conduit à une nette augmentation de $< P_T^2 >_E$ avec l'énergie. Ceci semble tout à fait expliquer la dépendance en énergie de l'effet "mouette".

A propos de l'effet "mouette", il peut être intéressant de considérer à nouveau la relation (2) dont les formes (3) et (4) ont été déduites. Le rapprochement avec la relation (IV.9), utilisée pour décrire la distribution F(x) pour $x \to 1$, conduit à la forme plus générale :

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} \simeq (P_T^2 + M^2)^{-n} (1 - x_R)^{m(\theta)} \qquad (5)$$

où l'exposant $m(\theta)$ est une fonction continue variant lentement avec l'angle θ dans le repère du centre de masse. Cette forme (5) est en effet équivalente à (2) dans la limite des grands P_T, à (4) dans la limite $\theta \simeq \pi/2$, et à (IV.9) dans la limite $\theta \simeq 0$ (ou $\theta \simeq \pi$) et $x_R \simeq x \to 1$. Par ailleurs, pour le canal $K^-p \to \pi^+$, les règles de comptage conduisent à $m(0) \simeq m(\pi/2) \simeq m(\pi) \simeq 3$ et $m(\theta)$ est donc constant ; pour le canal $K^-p \to \pi^-$ les règles de comptage conduisent à $m(0) \simeq 1$ et $m(\pi/2) \simeq m(\pi) \simeq 3$, et on peut donc admettre que $m(\theta)$ ne varie qu'au second ordre en $\cos(\theta)$ aux environs de $\theta = \pi/2$. Or, si on suppose que la section efficace différentielle invariante $E\, d\sigma/d^3p$ est bien décrite par une expression de la forme (5), on peut montrer que $< P_T^2 >_E$ dépend sensiblement de x à proximité de x = 0 (en accord avec l'effet "mouette" observé) mais ne dépend que très peu de θ aux

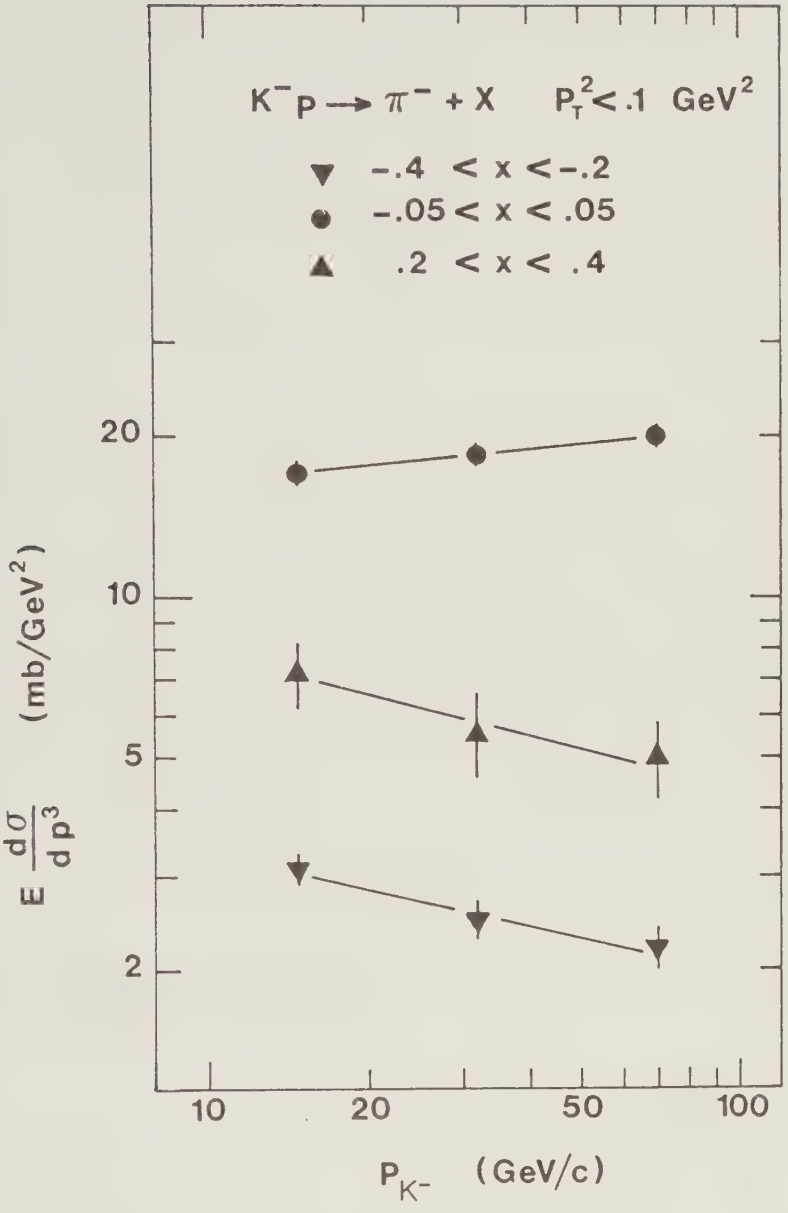


Fig. V.7

Dépendance en énergie de la section efficace différentielle invariante $Ed\sigma/d^3p$ pour les π^- avec $P_T^2 < 0,1$ GeV^2 dans différentes régions de x.

environs de $\theta = \pi/2$. La variable θ étant par ailleurs grossièrement analogue à y/y_{max} dès que P_T est supérieur à l'ordre de grandeur de la masse des particules considérées (voir par exemple [5.9]), on doit donc s'attendre à ce que $\langle P_T^2 \rangle_E$ soit peu dépendant de y, dans un intervalle plus ou moins large autour de y = 0. Cette absence relative d'effet "mouette" par rapport à la variable y a effectivement été observée expérimentalement pour les π^- produits dans les interactions K+p à 70 GeV/c [5.13], suggérant ainsi que la forme (5) permet dans ce cas de décrire, au moins qualitativement, la distribution invariante $E\, d\sigma/d^3p$ dans tout l'espace de phase.

L'aspect de l'effet "mouette" pour la variable x, et l'aspect de la dépendance correspondante de $\langle P_T^2 \rangle_E$ par rapport à θ, ont été estimés en utilisant la formule (5) (les valeurs utilisées pour les paramètres n'ont pas été ajustées par rapport aux données en K-p à 70 GeV/c, mais elles sont de l'ordre de grandeur des valeurs observées expérimentalement). Les résultats obtenus, représentés sur les figures V.8.a et b, reproduisent correctement, du point de vue qualitatif, le comportement des données expérimentales. On peut noter par ailleurs que la variation de $m(\theta)$ n'a qu'une influence limitée.

V.3 COMPARAISON ENTRE LES INTERACTIONS HADRON-HADRON ET LEPTON-HADRON

Nous avons vu que la dépendance de $\langle P_T^2 \rangle_E$ avec x et avec l'énergie n'est pas simple. Comme il est très difficile de séparer précisément les différentes composantes de l'augmentation de $\langle P_T^2 \rangle_E$ avec l'énergie, nous nous limiterons dans cette section à une comparaison simple de cette augmentation avec l'effet correspondant observé dans les interactions νp et μ-p qui ne font intervenir que des collisions dures.

L'étude de la gerbe hadronique produite dans les interactions de neutrinos par courant chargé (dans la chambre à bulles BEBC remplie de néon [5.14]), a montré un accroissement

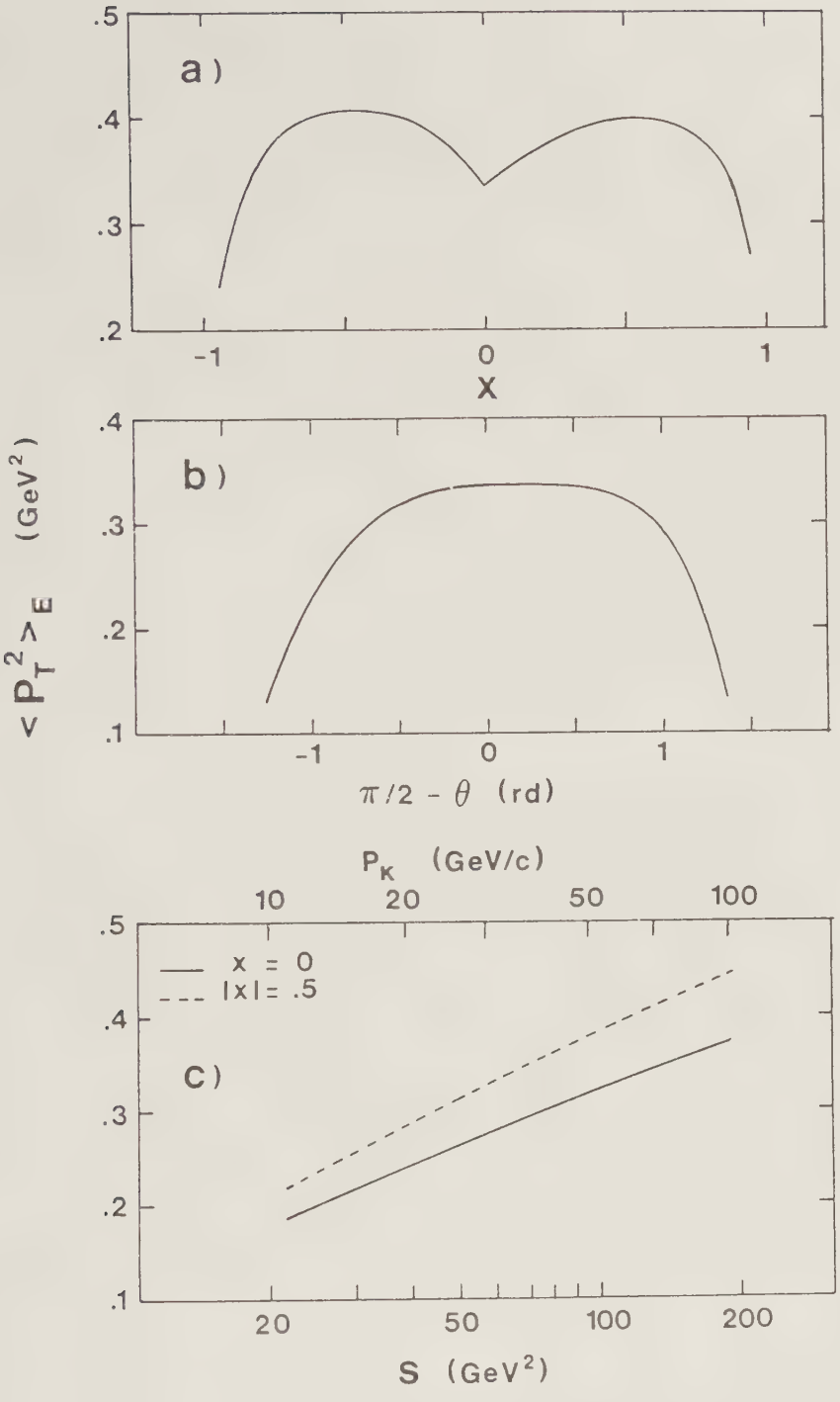


Fig. V.8

a) et b) Dépendance de $\langle P_T^2 \rangle_E$, *en fonction de x et de* $\pi/2 - \theta$ *respectivement, estimée à partir de la relation (5) en utilisant des valeurs des paramètres de l'ordre de grandeur des valeurs observées expérimentalement. La partie des courbes correspondant à l'hémisphère arrière a en particulier été calculée en utilisant un exposant m constant, et la partie correspondant à l'hémisphère avant en faisant diminuer progressivement m de 50 % entre* $\theta = \pi/2$ *et* $\theta = 0$ *(cette variation correspond approximativement aux prédictions des règles de comptage pour les canaux* $K^{\pm}p \to \pi^-$*).*

c) Dépendance de $\langle P_T^2 \rangle_E$ *en fonction de s, estimée à partir de la relation (5), pour* $x = 0$ *et* $|x| = 0{,}5$.

rapide, en fonction de l'énergie hadronique W, de la valeur moyenne $< P_T^2 >$ pour les hadrons avec $z > 0,2$ (P_T est défini ici par rapport à la direction de la gerbe hadronique, et z est la fraction de l'énergie hadronique emportée par le hadron h considéré, $z = E_h / \Sigma_i E_i$). D'autres résultats ont été obtenus par l'étude de la gerbe hadronique produite dans les interactions μ-p [5.15] et semblent présenter le même comportement. Ces résultats sont reportés sur la figure V.9.a, ainsi que les données pour K-p $\rightarrow \pi^{\pm}$ avec $|x| > 0,2$ à 14,3, 32, 70 et 110 GeV/c [5.16], et ainsi qu'une valeur obtenue pour les π^- dans les interactions K+p à 32 GeV/c [5.17]. Nous avons par ailleurs vérifié que les coupures en x et en z étaient raisonnablement similaires dans notre gamme d'énergie, et que la valeur moyenne invariante $< P_T^2 >_E$ était proche de $< P_T^2 >$ pour des pions avec $|x| > 0,2$.

Bien que l'augmentation de $< P_T^2 >$ avec W^2 dans les interactions lepton-hadron soit similaire à l'accroissement avec s observé dans les interactions hadron-hadron, les valeurs sont systématiquement plus petites pour ces dernières. Cette différence de comportement pourrait indiquer que les interactions boson intermédiaire($W^{\pm}$,Z^0)-hadron ou γ-hadron sont différentes des interactions hadron-hadron dans le même domaine d'énergie. Toutefois, alors que le boson intermédiaire (ou le γ) impliqué dans les interactions lepton-hadron est ponctuel, les deux particules impliquées dans les interactions hadron-hadron sont "composées" de quarks. Par conséquent, l'équivalent de l'énergie W du système boson intermédiaire-hadron (ou γ-hadron) n'est pas $\sqrt{s}$ mais plutôt l'énergie d'un système quark-hadron. Si l'on tient compte de la contribution des gluons, la fraction de l'impulsion portée par un quark du K- incident peut être grossièrement estimée entre 1/2 et 1/3 ; celle qui est emportée par un quark du proton peut de même être estimée entre 1/3 et 1/4. Ceci nous conduit à comparer de façon plus appropriée la quantité W^2 avec une valeur plus petite que s, plutôt de l'ordre de s/3. Les données en K-p, νp et μ-p ont donc été reportées sur la figure V.9.b en fonction de W^2 et s/3, et l'accord semble dans ce cas bien meilleur compte tenu des approximations de cette comparaison.

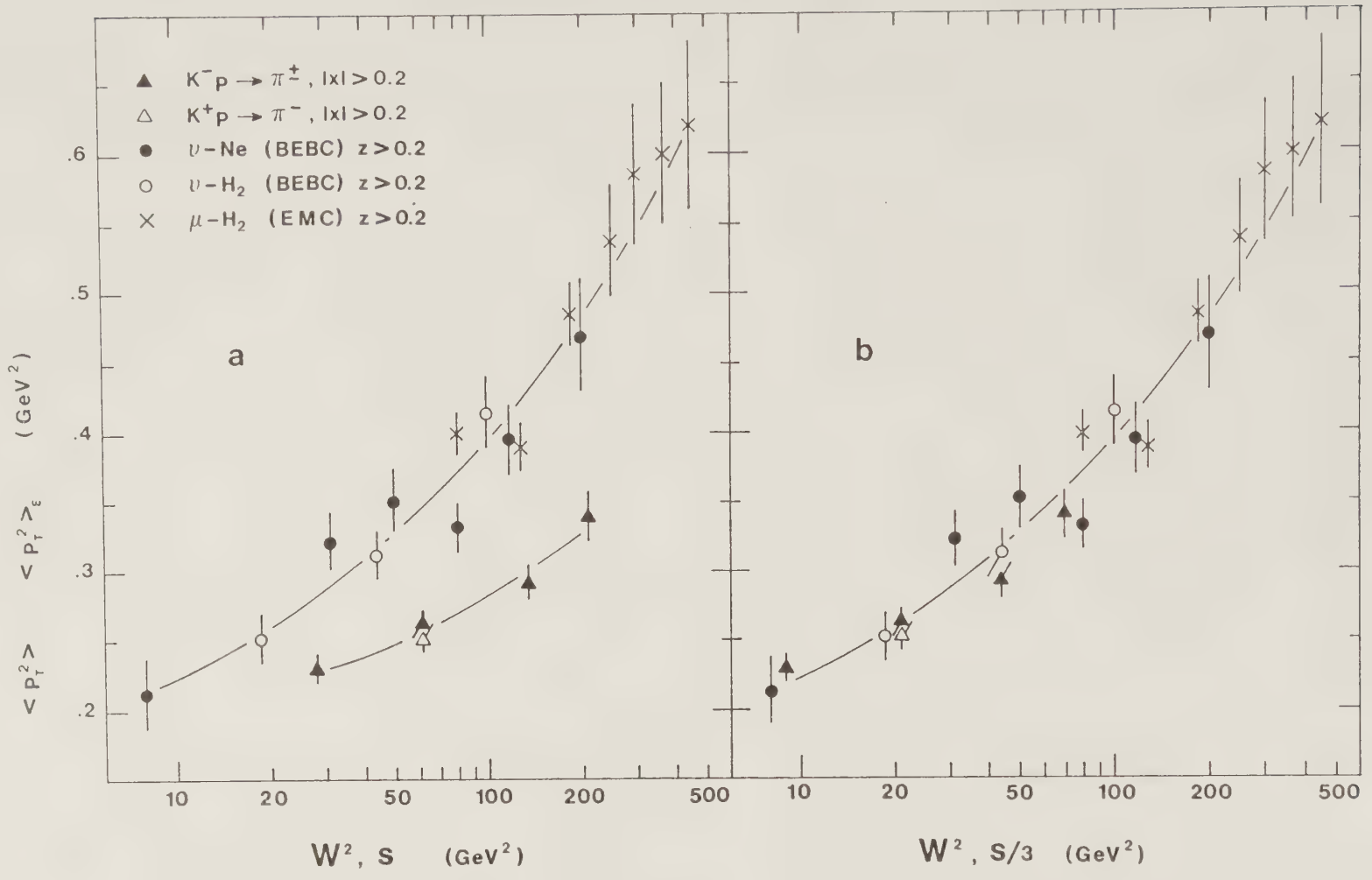


Fig. V.9

Dépendance en énergie de $< P_T^2 >_E$ pour les $\pi^\pm$ avec $|x| > 0,2$ dans les interactions $K^\pm p$, et de $< P_T^2 >$ pour les hadrons avec $z > 0,2$ dans la gerbe hadronique produite dans les interactions νp et $\mu^- p$; a) par rapport à s et W^2 respectivement, b) par rapport à s/3 et W^2 (voir la description détaillée dans le texte).

Une autre approche peut être faite dans le cadre du modèle à deux chaines de particules [5.18] dont il a été question dans le chapitre IV. Les diagrammes de la figure IV.1 indiquent, dans ce cas, que les interactions hadron-hadron correspondent au développement de deux chaines de particules, alors que les interactions lepton-hadron correspondent au développement d'une seule chaine. La comparaison nous impose donc d'estimer l'ordre de grandeur de la quantité $\tilde{s}$ correspondant en moyenne à chacune des deux chaines dans le cas des interactions K-p. Les valeurs ainsi estimées à 14,3 [5.6], 32 [5.8] et 70 GeV/c (en utilisant une répartition moyenne dans les deux chaines conforme aux diagrammes de la figure IV.1) sont de l'ordre de $\tilde{s} \simeq s/5$ à $s/6$. En fait, si on remplace la quantité $s/3$ utilisée dans la figure V.9.b par la quantité $\tilde{s} \simeq s/6$, la comparaison avec les données des interactions lepton-hadron est tout aussi bonne (le facteur à utiliser est compris entre 1/3 et 1/6 mais n'est pas déterminé précisément).

L'effet des mécanismes de collisions dures sur la dépendance en énergie de $< P_T^2 >_E$ a été estimé en utilisant la formule (5) (les valeurs utilisées pour les paramètres n'ont pas été ajustées par rapport aux données en K-p à 70 GeV/c, mais elles sont de l'ordre de grandeur des valeurs observées expérimentalement). Les résultats obtenus, représentés sur la figure V.8.c, reproduisent correctement, du point de vue qualitatif, le comportement des données expérimentales. On peut noter en particulier qu'en l'absence des effets liés à l'approche de l'invariance d'échelle de Feynman, la valeur $< P_T^2 >_E$ augmente aussi bien pour $x \simeq 0$ que pour $|x| \simeq 0,5$.

L'augmentation de $< P_T^2 >$ dans les interactions lepton-hadron, qui est plus rapide qu'une dépendance linéaire en $\log(W^2)$, a été interprétée qualitativement par la théorie des champs de l'interaction forte (QCD) [5.19]. Bien qu'il soit probable que les mécanismes impliqués dans les interactions fortes et électrofaibles ne sont pas les mêmes, ceci suggère tout de même une similarité approximative (dans le domaine d'énergie considéré) entre les productions de particules à grand P_T dans ces différentes interactions.

APPENDICE V.A PARAMETRISATION DES DISTRIBUTIONS COMPLETES DE $F(P_T^2)$ POUR LES K_n, $\pi+$, $\pi-$ ET π^0

Nous avons vu dans le chapitre III que les sections efficaces différentielles invariantes $F(P_T^2)$, pour les K_n et les $\pi\pm$ à 70 GeV/c, ne sont compatibles avec une dépendance exponentielle $\exp(-b\ P_T^2)$ que dans une région assez limitée de faible P_T (la somme de trois exponentielles serait nécessaire pour obtenir une bonne représentation des distributions complètes). Mais nous avons vu également dans la section 1 qu'il existe en fait une forme de fonction mieux adaptée pour décrire la distribution $F(P_T^2)$ dans la région des grands P_T. Par ailleurs, de façon a décrire la distribution complète, une paramétrisation de la forme :

$$F(P_T^2) \simeq A\ (P_T^2 + M^2)^{-n}\ (1 - x_T)^m \qquad (4)$$

(où M représente une masse pouvant caractériser l'interaction) a été utilisée dans certaines publications [5.2,3]. Il est toutefois important de noter que l'utilisation d'une fonction de la forme (4) pour décrire les données à petit P_T est quelque peu artificielle. En effet, le degré de liberté supplémentaire apporté par le paramètre M permet à la distribution invariante d'approcher l'exponentielle $A/M^{2n} \exp(-n\ P_T^2/M^2)$ dans la limite où $P_T^2 \to 0$.

Dans le but d'obtenir une estimation de la distribution $F(P_T^2)$ complète pour les π^0, nous avons alors effectué l'ajustement de fonctions de la forme (4) sur les distributions $F(P_T^2)$ des K_n et des $\pi\pm$ (de façon à essayer de paramétriser simplement ces dernières). Mais la corrélation importante entre les divers paramètres de l'expression (4) (en particulier n et m) rend leur détermination incertaine avec seulement les données à 70 GeV/c (c'est la dépendance en énergie contenue dans $x_T = 2\ P_T/\sqrt{s}$ qui contraint le paramètre m). Nous avons donc effectué l'ajustement en imposant les valeurs

$n = N/2 = 4$ et $m = 3$ qui correspondent aux prédictions des règles de comptage étudiées dans la section 1. On obtient ainsi $M \simeq 900$ MeV/c et $\chi^2/NDL = 11/8$ pour les K_n, et $M \simeq 800$ à 850 MeV/c et $\chi^2/NDL \simeq 5/15$ pour les $\pi\pm$.

Ayant réussi à décrire assez bien les distributions $F(P_T^2)$ pour les K_n et les $\pi\pm$ à l'aide d'une paramétrisation simple, nous avons alors essayé de décrire d'une façon analogue la distribution de l'impulsion transverse des π^0. Comme cela a été dit dans le chapitre III, une telle description de la distribution $F(P_T^2)$ des π^0 est possible en utilisant ses premiers moments $< P_T^2 >_E$ et $< P_T^4 >_E$, que l'on peut déterminer à l'aide de la méthode de Kopylov [5.12]. Les valeurs obtenues pour les γ sont respectivement $< P_T^2 >_E = 0,139 \pm 0,008$ GeV² et $< P_T^4 >_E = 0,072 \pm 0,003$ GeV⁴ (les erreurs indiquées sont purement statistiques) ; les valeurs correspondantes qu'on en déduit pour les π^0 sont respectivement $0,272 \pm 0,016$ GeV² et $0,212 \pm 0,009$ GeV⁴. A titre de comparaison, les valeurs moyennes $< P_T^2 >_E$ et $< P_T^4 >_E$ sont respectivement $0,243 \pm 0,010$ GeV² et $0,170 \pm 0,018$ GeV⁴ pour les $\pi+$, $0,286 \pm 0,013$ GeV² et $0,231 \pm 0,031$ GeV⁴ pour les $\pi-$, et $0,320 \pm 0,020$ GeV² et $0,330 \pm 0,070$ GeV⁴ pour les K_n. On voit donc que les moments de $F(P_T^2)$ sont raisonnablement comparables pour les $\pi+$, $\pi-$ et π^0, et qu'ils sont un peu plus grands pour les K_n (les valeurs de ces moments sont regroupées dans la table V.1.a).

Cette similarité entre les moments pour les pions chargés et neutres, et les bonnes probabilités des ajustements de la fonction (4) aux distributions $F(P_T^2)$ des $\pi\pm$, nous ont alors amenés à ajuster une fonction de la forme (4) par rapport aux valeurs $< P_T^2 >_E$ et $< P_T^4 >_E$ obtenues pour les π^0. Ceci conduit à $M = 0,826 \pm 0,010$ GeV et $\chi^2/NDL = 0,28/1$. Sachant en outre (à l'aide de la méthode de Kopylov) que $\int F(P_T^2)\, dP_T^2 = 2,060 \pm 0,055$ mb pour les π^0, on peut également déterminer $A = 2,55 \pm 0,20$ mb GeV⁶. La distribution $F(P_T^2)$ des π^0 calculée à l'aide de cette paramétrisation est reportée dans la table III.5.e ; elle est tout à fait comparable à celles des $\pi+$ et des $\pi-$, et il est probable qu'elle constitue une bonne description de la distribution invariante de l'impulsion transverse des π^0.

REFERENCES DU CHAPITRE V

[5.1] Rossi A.M. et al. : Nucl. Phys. B84, 269 (1975)

[5.2] Cronin J.W. et al. : Phys. Rev. D11, 3105 (1975) ;
Antreasyan D. et al. : Phys. Rev. Lett. 38, 112 (1977).

[5.3] Sivers D.I. et al. : Phys. Rep. 23C, 1 (1976) ;
Jacob M. and Landshoff P.V. : Phys. Rep. 48C, 285 (1978) ;
Ellis S.D. and Stroynowski R. : Rev. of Mod. Phys. 49,
753 (1977).

[5.4] Chase M.K. and Stirling W.J. : Nucl. Phys. B133, 157 (1978) ;
Frisch H.J. et al. : Phys. Rev. Lett. 44, 511 (1980).

[5.5] Borg A. et al. : Nuovo Cim. 22A, 559 (1974)

[5.6] Collaboration RHEL-Ecole Polytechnique-Saclay
(communication privée)

[5.7] Arestov Yu.I. et al. : Z. Physik C7, 97 (1981)

[5.8] Collaborations France-URSS et CERN-URSS
(communication privée)

[5.9] Borg A. : Thèse de Doctorat d'Etat,
Université Paris VI (1977), Note CEA-N-2029 (1978)

[5.10] Borg A. et al. : Nucl. Phys. B106, 430 (1976)

[5.11] Faccini M.L. et al. : Nucl. Phys. B127, 109 (1977)

[5.12] Kopylov G.I. : Nucl. Phys. B52, 126 (1973)

[5.13] Barth M. et al. : Z. Physik C7, 187 (1981)

[5.14] Bosetti P.C. et al. : Nucl. Phys. B149, 13 (1979) ;
Deden H. et al. : Nucl. Phys. B181, 375 (1981).

[5.15] Aubert J.J. et al. : Phys. Lett. 95B, 306 (1980) ;
Saitta B. : "Weak charged currents : hadron final states",
article présenté à la conférence sur les neutrinos
(Erice, juin 1980)

[5.16] Gottgens R. et al. : Nucl. Phys. B178, 392 (1981)

[5.17] Ajinenko I.V. et al. : Z. Physik C4, 181 (1980)

[5.18] Capella A. et al. : Phys. Lett. 81B, 68 (1979)
Capella A. et al. : Z. Physik C3, 329 (1980)
Capella A. : "Dual fragmentation models of soft
hadron-hadron and hadron-nucleus interactions",
paper presented at the conference on partons
in soft hadronic processes (Erice, Mai 1981)

[5.19] Mazzanti P. et al. : Phys. Lett. 81B, 219 (1979)

- CONCLUSION -

Nous avons étudié d'une façon générale les réactions inclusives correspondant aux principales particules produites dans les interactions K-p à 70 GeV/c (γ, π^+, π^-, π^0, K^+, K^-, K^0, $\bar{K}^0$, p, Λ et $\bar{\Lambda}$). Nous avons en premier lieu déterminé les différentes sections efficaces, puis étudié leur comportement par rapport aux aspects bien connus des diverses variables inclusives usuelles. Les résultats sont dans l'ensemble tout à fait comparables à ceux obtenus dans les autres interactions hadroniques. On peut toutefois noter que la production des γ subit une augmentation rapide avec l'énergie, plus importante que celle de la multiplicité chargée moyenne $< n >$, et plus importante que l'augmentation correspondante dans les interactions $\pi^{\pm}p$, pp et $\bar{p}p$. Ceci peut être expliqué par une augmentation notable de la production de η dans les interactions K-p.

Nous nous sommes ensuite intéressés plus en détail à l'analyse d'un certain nombre d'effets pouvant être interprétés dans le cadre de modèles de quarks (d'abord par rapport aux impulsions longitudinales, puis par rapport aux impulsions transverses). Nous avons vu en particulier les points suivants :

- utilisant les modèles de fragmentation, il est possible d'obtenir une détermination des fonctions de fragmentation D_u^{π} (dans l'hémisphère avant) et D_{uu}^{π} (pour le diquark dans l'hémisphère arrière) ; les résultats ainsi obtenus sont tout à fait comparables à ceux obtenus pour D_u^h et D_{uu}^h dans les interactions lepton-hadron, et sont en assez bon accord avec les fonctions D_u^{π} calculées en 1978 par Field et Feynman.

- les distributions invariantes F(x) sont assez bien décrites, dans la limite $|x| \to 1$, par un comportement de la forme $(1 - |x|)^m$; les valeurs expérimentales des exposants sont en bon accord général avec les prédictions des règles de comptage, et sont en meilleur accord avec les règles déduites de l'échange de gluons avec création ponctuelle de paires $q\bar{q}$, qu'avec les règles déduites de l'échange de quarks.

- la forme et la dépendance en énergie entre 14,3 et 70 GeV/c, pour les distributions $F(P_T^2)$ des $\pi^-(K^-)$ et K_n dans la région $P_T^2 \gtrsim 2$ GeV^2, sont assez bien décrites par une loi de la forme $P_T^{-N}(1 - x_T)^m$; ceci met en évidence la contribution d'un mécanisme de collision dure.

- les exposants N et m observés expérimentalement pour les $\pi^-(K^-)$ et K_n sont de l'ordre de $N \simeq 6$ à 8 et $m \simeq 2,5$ à 3 ; ceci semble raisonnablement en accord avec les prédictions des règles de comptage des modèles de fusion de quarks ou d'échange de constituants : $N \simeq 8$ et $m \simeq 3$ (l'accord est en tout cas meilleur que dans l'hypothèse de collisions dures quark-quark où $N \simeq 4$ et $m \simeq 7$).

- la dépendance en x de $\langle P_T^2 \rangle_E$ pour les $\pi^\pm$ présente un creux caractéristique vers $x \simeq 0$ (effet "mouette"), et cet effet augmente avec l'énergie incidente ; plus précisément, $\langle P_T^2 \rangle_E$ augmente notablement avec l'énergie dans la région $|x| > 0,2$ ($\simeq 30\%$ entre 14,3 et 70 GeV/c), et reste constant dans la région $|x| < 0,05$. Ce comportement peut être interprété par la superposition des effets dus à l'approche de l'invariance d'échelle de Feynman à petit P_T, et aux mécanismes de collisions dures à grand P_T.

- l'augmentation de la valeur moyenne $\langle P_T^2 \rangle$, pour les particules de la gerbe hadronique produite dans les interactions lepton-hadron (en fonction du carré W^2 de l'énergie de la gerbe), semble tout à fait similaire à l'augmentation de $\langle P_T^2 \rangle_E$ avec s observée dans les interactions K-p ; les valeurs sont toutefois systématiquement plus petites pour ces dernières.

si on tient compte du caractère ponctuel du boson intermédiaire (ou du γ) intervenant dans les interactions lepton-hadron, opposé au caractère composite des deux hadrons dans les interactions hadron-hadron, on est alors amené à effectuer la comparaison précédente par rapport à W^2 et une valeur réduite $\tilde{s} \simeq s/3$ à $s/6$; les valeurs correspondantes de $< P_T^2 >$ sont dans ce cas tout à fait comparables. Ceci peut suggérer une certaine similarité approximative dans les productions de particules à grand P_T pour ces différentes interactions.

On voit ainsi que, bien que très générale et donc peu adaptée a priori pour tester directement les théories actuellement en pleine expansion (théories de jauge, Weinberg-Salam, QCD), l'étude des interactions K-p à 70 GeV/c dans une chambre à bulles (jointe à l'étude de la dépendance en énergie, par comparaison avec les résultats correspondants obtenus à plus basse énergie) nous a tout de même permis de tester un certain nombre d'aspects en vogue des modèles de quarks.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION p. 1

Chap. I - METHODES EXPERIMENTALES 3

I.1 Présentation de l'expérience 3
I.2 Quelques problèmes techniques 6
I.3 Exploitation des clichés 9
I.3.1 Examen des clichés 9
I.3.2 Liste des événements repérés 15
I.3.3 Mesure des événements .16
I.3.4 Programmes de reconstruction et d'ajustement cinématique 18
I.3.5 Dépouillement des résultats et choix des hypothèses 21
I.4 Tests techniques et précision expérimentale 22
I.4.1 Contamination du faisceau incident 23
I.4.2 Précision de mesure 25
I.4.3 Identification des traces à l'aide des résidus de mesure 32

REFERENCES CHAP. I *37*

Chap. II - SECTIONS EFFICACES INCLUSIVES ET SEMI-INCLUSIVES 39

II.1 Sections efficaces topologiques 39
II.1.1 Evénements inélastiques 41
II.1.2 Efficacité de l'examen des clichés 44
II.1.3 Protons à trace courte 47
II.1.4 Topologies impaires 52
II.1.5 Paires de Dalitz 53
II.1.6 V° et γ près du vertex principal 54
II.1.7 Calcul des sections efficaces topologiques 54
II.1.8 Moments de la distribution de multiplicité chargée 56
II.1.9 Invariance de KNO 59
II.2 Sections efficaces de production des V° et γ 66
II.2.1 Production des K_n 73
II.2.2 Production des Λ et des $\bar{\Lambda}$ 77
II.2.3 Production des γ et des π^0 81

II.3 Sections efficaces de production des particules chargées 91

II.3.1 Production des K+ et des K- 91

II.3.2 Production des p et des $\bar{p}$ 94

II.3.3 Production des π+ et des π- 95

II.3.4 Dépendance en énergie des multiplicités des particules chargées 95

APPENDICE II. A ASSOCIATIONS FORTUITES DES γ *98*

REFERENCES CHAP. II *103*

Chap. III - SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES 106

III.1 Distributions invariantes et non invariantes 106

III.1.1 Production des Λ et des $\bar{\Lambda}$ 107

III.1.2 Production des protons 110

III.1.3 Production des K_n 115

III.1.4 Production des K+ et des K- 118

III.1.5 Production des π+ et des π- 120

III.1.6 Production des γ et des π^0 123

III.2 Quelques aspects généraux de la dépendance en énergie des sections efficaces différentielles 126

APPENDICE III. A TABLES DES SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES *133*

REFERENCES CHAP. III *151*

Chap. IV - DISTRIBUTIONS DE L'IMPULSION LONGITUDINALE ET MODELES DE QUARKS 153

IV. 1 Fonctions de fragmentation 153

IV.1.1 Les modèles de fragmentation 154

IV.1.2 Fragmentation du K- 157

IV.1.3 Fragmentation du proton 163

IV 2 Règles de comptage pour la dépendance en $(1 - |x|)$ des distributions invariantes 168

IV.2.1 Estimation des exposants et comparaison avec les prédictions des règles de comptage 170

IV.2.2 Influence de la diffraction 175

IV.2.3 Dépendance en énergie de l'exposant m 177

REFERENCES CHAP. IV *181*

Chap. V - DISTRIBUTIONS DE L'IMPULSION TRANSVERSE ET MODELES DE QUARKS 185

V.1 Distributions invariantes $F(P_T^2)$ et modèles de collisions dures 185

V.2 Dépendance de $< P_T^2 >_E$ en fonction de x et de l'énergie 196

V.3 Comparaison entre les interactions hadron-hadron et lepton-hadron 204

APPENDICE V. A PARAMETRISATION DES DISTRIBUTIONS COMPLETES DE $F(P_T^2)$ POUR LES K_n, $\pi+$, $\pi-$, ET π^0 *209*

REFERENCES CHAP. V *211*

CONCLUSION 213.

Manuscrit reçu le 1er février 1982

Je tiens à remercier

tous ceux qui m'ont aidé

dans la réalisation de cette thèse

-ö:=ôô=:ö-